THESES

présentées à

LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

pour obtenir

le TITRE **de DOCTEUR** INGENIEUR

par Monsieur THAUFELDER Heinz

Sujet de la 1ère Thèse "Un simulateur Doppler U.H.F. à ferrite : son emploi dans une méthode métrologique des plages".

Sujet de la 2ème Thèse (propositions données par la Faculté)

"Effet Tunnel Supraconducteur".

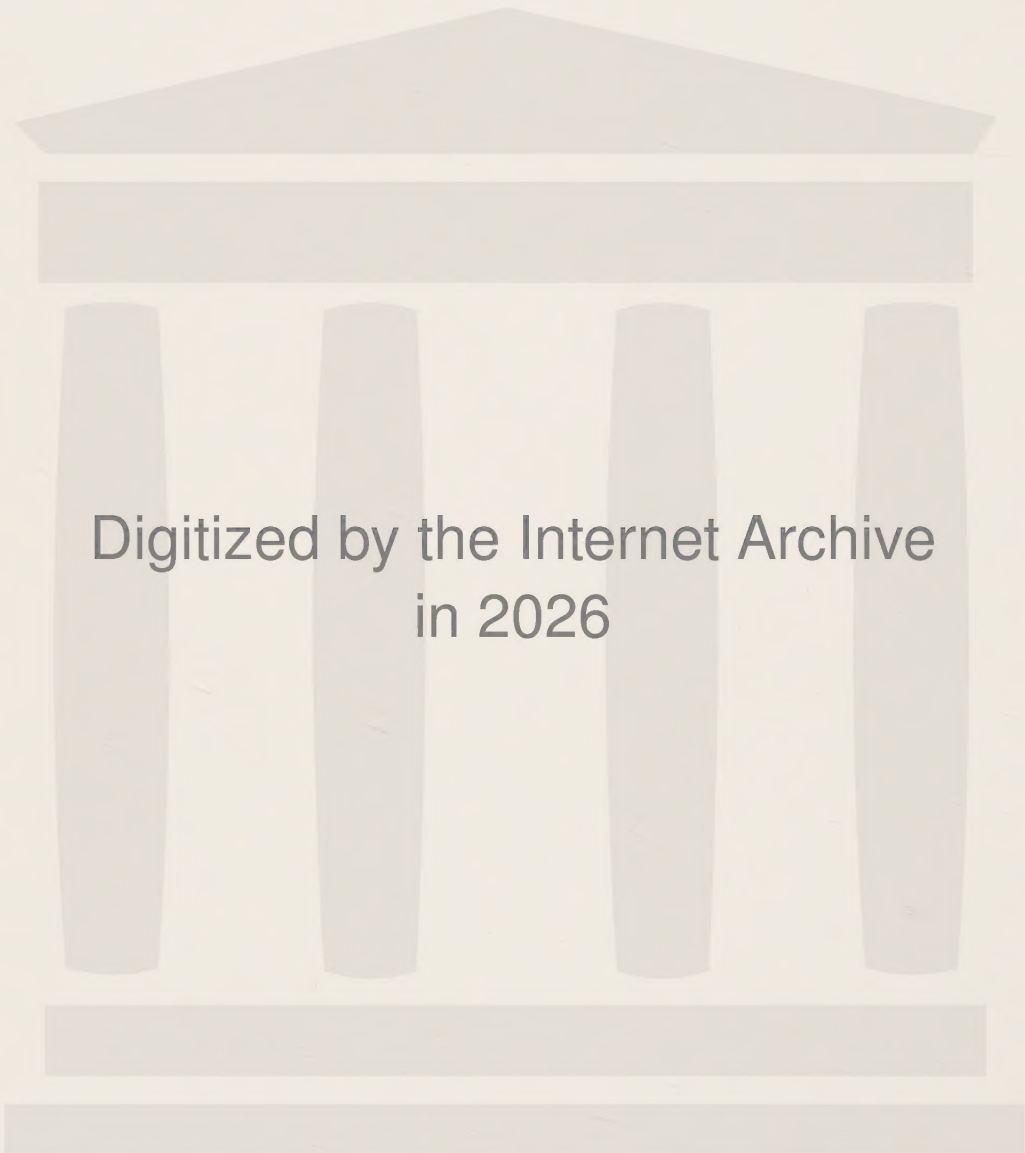
Soutenues le 18 Mai 1966 **devant la Commission**

composée de

Président : GRIVET

Examinateurs : BERTEIN
SEPTIER
VAUTIER

Invité :


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544317_0001

THESES

présentées à

LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

pour obtenir

le TITRE **de DOCTEUR** INGENIEUR

par Monsieur THAUFELDER Heinz

Sujet de la 1ère Thèse "Un simulateur Doppler U.H.F. à ferrite : son emploi dans une méthode métrologique des plages".

Sujet de la 2ème Thèse (propositions données par la Faculté)

"Effet Tunnel Supraconducteur".

Soutenues le 18 Mai 1966 **devant la Commission**

composée de

Président : GRIVET

Examinateurs : BERTEIN
SEPTIER
VAUTIER

Invité :

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
Chapitre 1 THEORIE DU DEPHASEUR	5
1.1. THEORIE DES PERTURBATIONS	6
1.1.1. Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux	10
1.2. MODES SUPERIEURS A POLARISATION ELLIPTIQUE	12
1.2.1. La structure des modes	14
1.2.2. L'anomalie du comportement de μ	20
1.3. EFFET FARADAY	22
1.4. SYNTHESE DE CES THEORIES	26
Chapitre 2 DONNEES PHYSIQUES DEFINISSANT LE DEPHASEUR	28
2.1. DIAMETRE DU BATON	28
2.2. LONGUEUR DU BATON	31
2.3. EMPLACEMENT DANS LE GUIDE	31
2.4. FORME DE LA SECTION	31
2.5. ADAPTATION	31
2.6. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE	33
2.7. INFLUENCE DE LA FREQUENCE UHF	33
2.8. INFLUENCE DE L'HYSTERESIS	35

.../.

Chapitre 3
LE SIMULATEUR DOPPLER A FERRITE 37

3.1. L'EFFET DOPPLER 37

3.2. LA SIMULATION DOPPLER 38

3.3. PRINCIPE DE L'APPAREIL 39

3.4. MODULATION EN DENTS DE SCIE 41

3.4.1. Montage de mesure 43
3.4.2. Réalisation 45
3.4.3. Résultats 51

3.5. MODULATION SINUSOIDALE 54

Chapitre 4
ELIMINATION DE L'HYSTERESIS 58

4.1. "RELAXATION" HAUTE FREQUENCE 58

4.2. "RELAXATION" PAR IMPULSIONS 59

4.3. "RELAXATION" NON SYNCHRONISEE 61

4.4. MODULATION A CHAMP REMANENT 61

Chapitre 5
EMPLOI DU SIMULATEUR DOPPLER A FERRITE DANS UNE METHODE DES PLAGES 66

5.1. INTERET DE LA METHODE DES PLAGES 66

5.2. INTERFEROMETRE DE FROOME 69

5.3. ADAPTATION A L'INTERFEROMETRE 70

5.3.1. Le modulateur 74

5.4. AMELIORATIONS DU DISPOSITIF 76

5.4.1. Le modulateur 77
5.4.2. La détection 78
5.4.3. L'amplificateur différentiel 81

CONCLUSION 82

APPENDICE 86
UNE DEUXIEME METHODE D'ADAPTATION

BIBLIOGRAPHIE 90

-:-:-:-:-:-

INTRODUCTION

Le simulateur DOPPLER à ferrite pour ondes UHF, est constitué dans sa partie essentielle d'un déphaseur modulé par l'intermédiaire du champ de polarisation quasistatique. Plusieurs auteurs ont essayé de développer des déphaseurs de ce genre, variables et réciproques et de petites dimensions. On désire aussi qu'ils soient pourvus d'un grand déphasage par unité de longueur, tout en conservant de très faibles puissances de réglage.

De très bonnes réalisations dans ce domaine ont été décrites, notamment par REGGIA et SPENCER [1][3], ainsi que par LAX, BUTTON [2], BROWN [4] COLE et HONEYMAN. Ils utilisent en général un bâton de ferrite relativement long, placé à l'intérieur d'un guide d'ondes, et aimanté longitudinalement par un faible champ pour produire le déphasage nécessaire.

Si on applique un champ magnétique longitudinal à un bâton de ferrite à l'intérieur d'un guide à symétrie axiale, dans lequel une onde linéairement polarisée est excitée, on observe une rotation du plan de polarisation, c'est-à-dire un effet Faraday. Si par contre ce bâton de ferrite est introduit dans un guide à section non symétrique, et si d'autre part le diamètre du bâton ne dépasse pas une certaine valeur limite, cet effet de rotation paraît supprimé et l'on observe un grand déphasage de l'onde progressive. On peut interpréter ce phénomène en disant que le plan de polarisation de l'onde ne peut tourner, parce que la géométrie du guide l'en empêche.

Dans une certaine mesure, ceci est le cas pour le déphaseur réciproque que nous avons examiné en détail. Mais nous démontrerons dans la suite que cette condition géométrique n'est pas seule responsable de la parfaite réciprocité du déphaseur et de l'absence de fluctuations d'énergie, en fonction du champ de polarisation, qui sont généralement observées en présence d'une rotation Faraday.

Nous montreront même en interprétant notamment à l'aide des expériences faites par RIZZI et GATLIN [5], que l'existence de l'effet Faraday peut être prise en considération et aide à expliquer la valeur élevée du déphasage, qui est inattendue dans un organe que conserve la propriété de réciprocité.

Un examen plus détaillé des expériences montre que, si un bâton de ferrite d'un diamètre faible (plus petit que 5 mm environ) est placé dans un guide rectangulaire en présence d'une onde UHF:

1) une légère aimantation longitudinale peut provoquer un certain déphasage encore modeste;

2) lorsque le diamètre du barreau dépasse une certaine valeur "critique" des déphasages extrêmement grands peuvent être produits par des champs directeurs comparativement faibles et on continue à noter une absence presque absolue de fluctuations d'énergie à la sortie du dispositif, lorsqu'on fait varier le champ de polarisation.

Cette remarquable augmentation de déphasage a jusqu'à maintenant été attribuée par la majorité des auteurs seulement au fait qu'une partie de plus en plus grande de l'énergie UHF se trouve concentrée à l'intérieur du ferrite et que l'ensemble se réduit progressivement au seul guide diélectrique.

La théorie des perturbations a été appliquée à ce problème par LAX et BUTTON [6] convenablement simplifiée; elle a donné un résultat satisfaisant et conforme aux observations, sauf en ce qui concerne l'explication de l'accroissement rapide de la sensibilité du déphaseur avec le diamètre du bâton de ferrite. Néanmoins, ces auteurs ont cru que, puisqu'ils n'observaient aucun changement du plan de polarisation de l'onde entre l'entrée et la sortie de l'appareil, il en était de même à l'intérieur du barreau lui-même.

Au-delà de la "valeur critique" du diamètre, des déphasages de l'ordre de 120° par centimètres de longueur du bâton de ferrite ont pu être obtenus, avec des champs directeurs faibles en utilisant des ferrites MgMn dans la bande X.

Si une bonne adaptation du ferrite est réalisée, on peut réduire les variations d'énergie transmises à moins de ±0,2 dB/cm et les pertes d'insertion à champ nul restent inférieures à ± 0, 05 dB/cm. Une inversion du sens du champ appliqué, ou du sens de propagation de l'onde, ou des deux à la fois, donne toujours un même retard de phase de l'énergie UHF; ces résultats prouvent la réciprocité du déphaseur.

L'adaptation d'impédance peut être accomplie en prolongeant les extrémités du bâton de ferrite par un diélectrique convenable, ou simplement en les taillant en cônes. Cette adaptation et le choix d'un ferrite à pertes négligeables expliquent l'atténuation minimale à champ nul du déphaseur.

En somme les caractéristiques essentielles du déphaseur à ferrite sont les suivantes :

1°) Le déphasage est réciproque

2°) Il est en général une fonction croissante de l'intensité du champ appliqué, de la saturation magnétique de la matière utilisée et du diamètre du bâton. Il est approximativement proportionnel à la longueur du bâton.

3°) Lorsqu'on fait varier le champ on observe certaines ondulations de pertes d'insertion et de TOS. Ces variations peuvent être réduites par des méthodes d'adaptation. Pour une structure donnée, elles augmentent avec l'intensité du champ directeur appliqué.

4°) Les ondulations dues aux pertes d'insertion, pour une structure donnée et une valeur fixe du champ directeur, augmentent lentement avec la fréquence UHF, jusqu'à une certaine valeur de cette fréquence à partir de laquelle elles deviennent beaucoup plus importantes.

5°) Le déphasage, pour une structure donnée, atteint un maximum pour une valeur du champ extérieur qui correspond à peu près au champ de saturation du ferrite, et diminue ensuite. Dans certains cas la valeur finale est inférieure à la valeur initiale.

L'examen de ces propriétés montre que deux circonstances jouent un rôle important dans le phénomène. Ce sont l'effet de la symétrie elliptique (c'est-à-dire non circulaire) de la section du guide et la tendance de l'onde à se concentrer dans le ferrite comme dans un guide diélectrique.

Pour obtenir une bonne approximation dans un modèle théorique ces deux effets doivent être traités séparément. Le modèle doit alors représenter et expliquer au moins les détails suivants :

a) l'origine du grand déphasage;

b) pourquoi des fluctuations notables qui sont associées à la rotation de Faraday n'existent pas, lorsque la fréquence UHF ou l'intensité du champ directeur varie;

c) quel paramètre détermine les limites d'emploi du système;

d) quel rôle jouent les propriétés magnétique et diélectrique du ferrite;

e) quelles sont les caractéristiques générales des modes de propagation.

Chapitre I

THEORIE DU DEPHASEUR

Aucune théorie globalement valable pour l'ensemble du phénomène n'a été publiée jusqu'à l'heure actuelle. Toutefois de multiples discussions théoriques ont paru au cours de ces dernières années, dans lesquelles des effets de concentration magnétique, des phénomènes de résonance ferromagnétique, des modes supérieurs de propagation et la rotation Faraday ont été mis en cause pour des tentatives d'explications.

On peut alors, soit approcher le problème par la théorie des perturbations proposée par BUTTON et LAX [6], soit vérifier les résultats récemment publiés par WEISS [7] qui insiste sur le rôle des modes de propagation à polarisation elliptique, ou ceux de RIZZI et GATLIN [5] qui mettent en évidence l'existence de l'effet Faraday à l'intérieur du bâton de ferrite.

Dans les brefs résumés de ces trois théories, les signes et symboles principaux utilisés sont les suivants :

γ = rapport gyromagnétique = 2,8 MHz par Gauss

H_o = champ magnétique statique appliqué en direction de z en Gauss = champ directeur

$4\pi M$ = aimantation statique

$4\pi M$ = aimantation maximum

} à température ambiante

E, E_y = intensité du champ électrique et sa composante transversale

H, H_x = intensité du champ magnétique et sa composante transversale

f = fréquence en MHz

ω = pulsation rad/sec

$\omega_o = \gamma H_o$ en MHz

ω_M = γ (4π M) en MHz

ω_r = fréquence de résonance ferromagnétique dans la formule de KITTEL

$(X_{xx})_{eff}$ = élément diagonal du tenseur de susceptibilité

μ_{eff}/μ_o = perméabilité UHF relative à l'espace vide d'un bâton de ferrite, effets de démagnétisation inclus.

ε_o = permittivité du ferrite (ε = 13) rel. à l'espace vide

β = coefficient de déphasage en radians par centimètre

$\Delta\beta$ = déphasage en radians par centimètre

d = épaisseur du ferrite en centimètre

L = largeur du guide d'onde

i_z = vecteur unité en direction de z

1.1. THEORIE DES PERTURBATIONS (6)

La perméabilité du ferrite passe d'une valeur de l'ordre de l'unité à champ nul à une valeur qui correspond à la saturation du ferrite. Sur la figure 1 est représentée la caractéristique d'un déphaseur utilisant une configuration classique et un ferrite MgMn typique.

Pour un bâton long aimanté à saturation nous pouvons nous borner à l'élément diagonal du tenseur de perméabilité effectif, qui est donné par :

$$\mu_{eff} = 1 + (X_{xx})_{eff} = 1 + \frac{\omega_M(\omega_o + \omega_M/2)}{\omega_r^2 - \omega^2} \qquad (1)$$

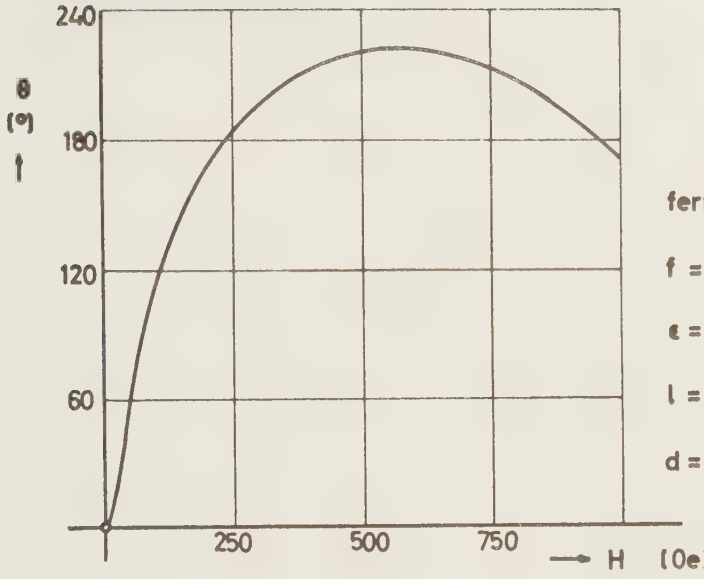


FIG 1

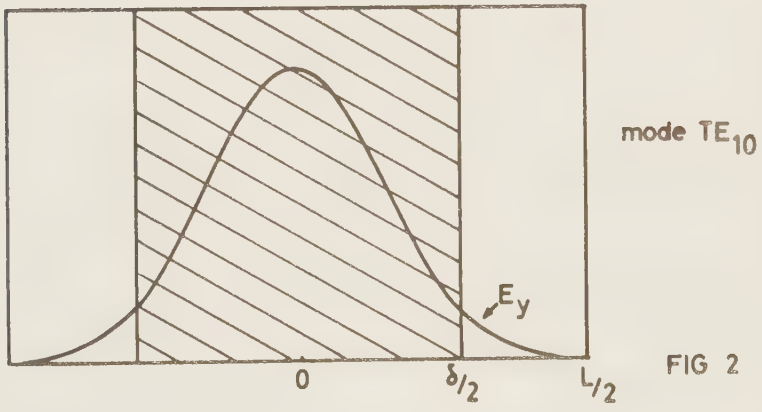


FIG 2

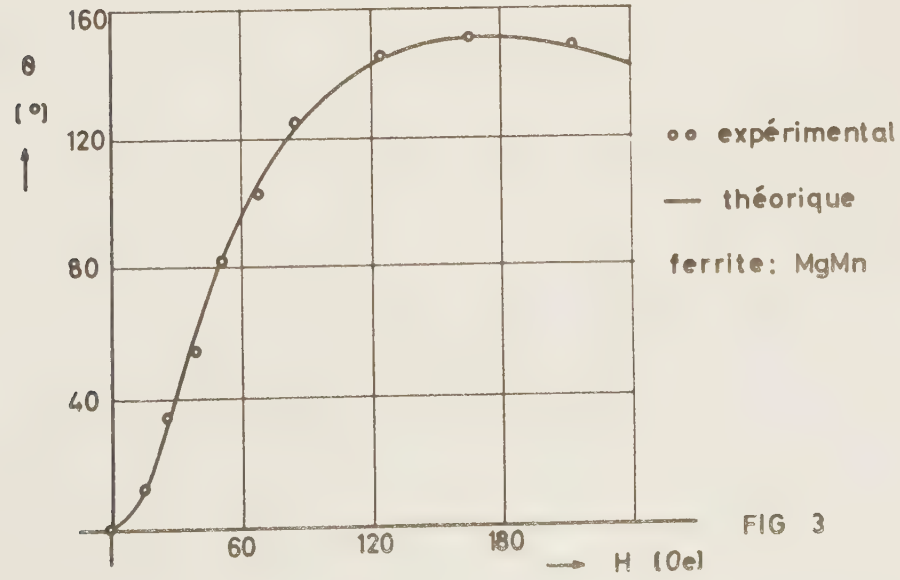


FIG 3

Dans cette formule :

$\omega_o = \gamma H_o$ est petit, parce que le champ statique H_o est petit ;

$\omega_r \ll \omega$ est la fréquence de résonance ferromagnétique;

$\omega_r = \omega_o + \omega_M/2$ pour un bâton de ferrite aimanté longitudinalement,

et $\omega_M = \gamma 4\pi M_S \gg \omega_o$.

Pour une fréquence de 9 000 MHz et une aimantation usuelle de $4\pi M_s = 2\,000$ Gauss, la variation de perméabilité du bâton avec l'aimantation devient :

$$\frac{\Delta \mu}{\mu_o} = \frac{\mu_o - \mu_{eff}}{\mu_o} \simeq 0,2 \qquad (2)$$

ce qui pourrait introduire seulement une petite perturbation UHF à l'intérieur du "diélectrique ferrite".

Ceci suggère l'emploi de la formule des perturbations [6] pour la variation du coefficient de déphasage $\Delta\beta$ (c'est-à-dire du coefficient de propagation en l'absence de pertes) :

$$\Delta\beta = \frac{j\omega \int (\Delta\mu H)\, H dS}{2 \int (E \times H) i_z\, dS} \qquad (3)$$

où les champs UHF E et H sont ceux du mode fondamental d'un guide rectangulaire, en présence au centre, d'un diélectrique de même section et de même permittivité ε_e que celles du ferrite.

Le mode fondamental n'a pas de composante H_y. Nous pouvons aussi négliger la composante longitudinale H_z, parce qu'elle ne sera pas affectée par la variation de l'intensité du champ directeur appliqué en direction de z. La composante transversale du champ électrique E_y peut être exprimée en fonction de H_x, en utilisant les équations de Maxwell :

$$\beta_d E_y = - j\omega\mu_o H_x \qquad (4)$$

où β_d est le coefficient de déphasage pour un guide partiellement rempli au centre d'un diélectrique.

Les conditions aux limites vont nous donner β_d pour le guide chargé de diélectrique, si nous supposons, que :

$$\begin{aligned} H_x &= A \cos K_d X && \text{dans le diélectrique} \\ H'_x &= B \sin K_o (L/2 - X) && \text{dans la partie vide du guide} \end{aligned} \qquad (5)$$

où A et B sont des constantes d'amplitude arbitraires et L la largeur du guide.

$$K_d^2 = \omega^2 \varepsilon_e / c^2 - \beta_d^2$$

et

$$K_o^2 = \omega^2 / c^2 - \beta_d^2$$

Alors, l'équation (3) peut être écrite :

$$\Delta\beta = \frac{\beta_d \Delta\mu}{2\mu_o} \left[\frac{\int_o^{\delta/2} H_x^2 \, dx}{\int_o^{\delta/2} H_x^2 \, dx + \int_{\delta/2}^{L/2} H_x'^2 \, dx} \right] \qquad (6)$$

Le problème des valeurs limites pour un bâton de ferrite au centre d'un guide d'onde rectangulaire peut être en principe résolu, pour obtenir la valeur exacte de β_d, mais ces conditions aux limites à la surface d'un bâton de section circulaire sont inutilement compliquées. Comme nous pouvons nous contenter d'une valeur approchée du coefficient de déphasage, le problème plus simple d'une barre diélectrique rectangulaire, de section équivalente, va nous fournir une valeur de β_d qui convient à notre cas.

La figure 2 montre la section d'un guide d'onde partiellement rempli d'un diélectrique et la distribution de l'intensité du champ électrique UHF, déduite des conditions aux limites. La substitution de l'équation (5) dans l'équation (6), puis son intégration, donnent finalement l'équation générale pour tous les diamètres des ferrites :

$$\Delta\beta = \frac{\beta_d \Delta\mu}{2\mu_o} \left[1 + \frac{1 + \cos K_d \delta}{1 - \cos K_o (L-\delta)} \right. \qquad (7)$$

$$\left. \frac{(L-\delta) - {}^1\!/_{K_o} \sin K_o (L-\delta)}{\delta + {}^1\!/_{K_d} \sin K_d \delta} \right]^{-1}$$

dont la courbe est représentée sur la figure 3.

1.1.1. Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

Les figures 3 et 4 comparent les résultats théoriques et expérimentaux. Les points de la figure 3 représentent les résultats de mesures en appliquant la méthode classique de BUSH [8], tandis que la courbe théorique provient de l'équation (7).

Certes, un très bon accord entre la théorie et l'expérience semble établi, mais cette concordance n'est réalisée que pour le seul point de coïncidence des deux courbes de la figure 4 et il est obtenu simplement par l'ajustement des dimensions du bâton de ferrite. L'accroissement rapide du déphasage avec le diamètre autour de la valeur "critique" apparait nettement sur la courbe expérimentale mais ne peut pas être complètement éclairci par la présente théorie.

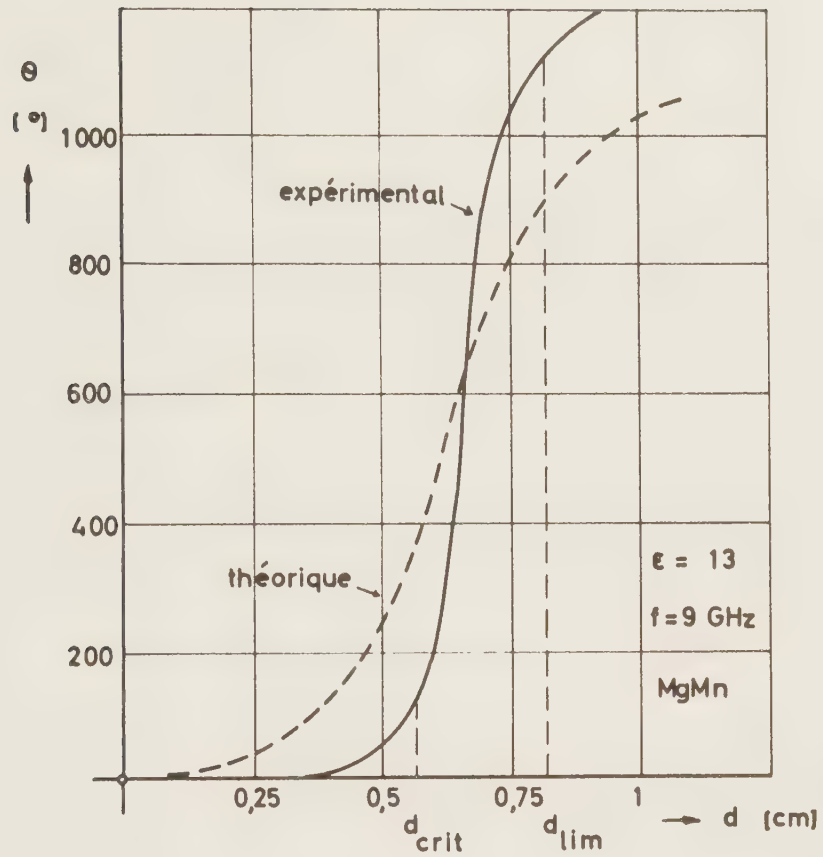

Θ
(°)
1000
800
600
400
200
expérimental
théorique
ε = 13
f = 9 GHz
MgMn
0,25
0,5
0,75
1
d (cm)
d crit
d lim

FIG 4

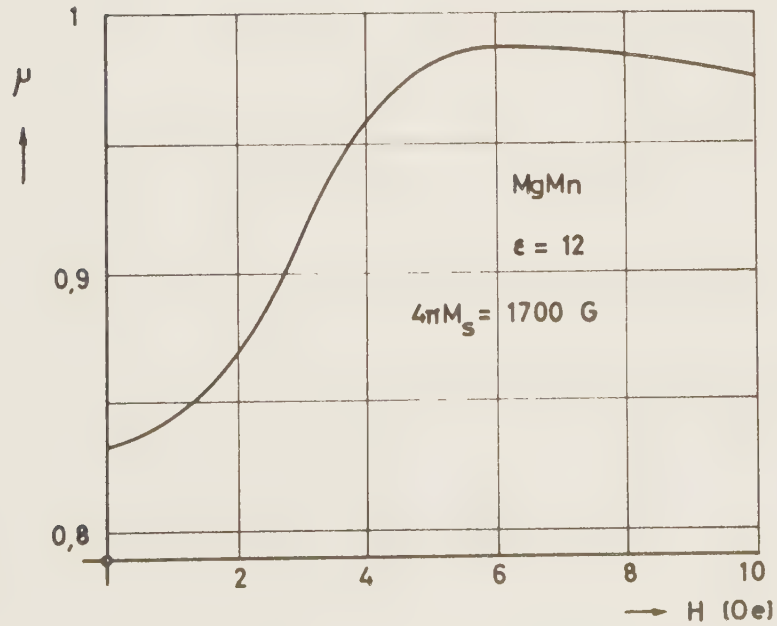

μ
1
0,9
0,8
MgMn
ε = 12
4πM_s = 1700 G
2
4
6
8
10
H (Oe)

FIG 5

Néanmoins ce calcul nous fournit une formule commode pour représenter le fonctionnement du déphaseur et une indication utile sur son mécanisme. En effet si nous examinons la quantité entre parenthèse de l'équation (7), tout en nous rappelant que H_x est lié à E_y, (lequel est représenté figure 2) nous voyons que pour un bâton épais l'amplitude de H'_x en dehors du ferrite est petite comparée à celle de H_x à l'intérieur.

Ainsi le second terme du dénominateur de l'équation (6) peut être négligé. Ceci réduit la quantité entre parenthèse à l'unité et nous trouvons l'expression approximative :

$$\Delta\beta = \frac{\beta_d \Delta\mu}{2\mu_o} \qquad (8)$$

ce qui nous donne une excellente interprétation du "modus operandi" du déphaseur sous une forme simple et claire. Bien que la variation de perméabilité $\Delta\mu$ se révèle petite, la variation du coefficient de phase $\Delta\beta$ est fortement accrue du fait de la grande valeur de β_d. On trouve ainsi β_d = 6,3 rad/cm, comparé à β_o = 1,2 rad/cm pour le guide vide.

Cette équation s'applique à tout échantillon de ferrite à section arbitraire, dans les limites d'approximations mentionnées plus haut, si une évaluation correcte de β_d peut être effectuée.

1.2. MODES SUPERIEURS A POLARISATION ELLIPTIQUE

WEISS[7] rejette lui aussi l'existence de la rotation Faraday dans le domaine du fonctionnement normal du déphaseur; il essaie d'expliquer l'accroissement rapide de la sensibilité au-delà de la valeur "critique" du diamètre par la naissance du mode supérieur TE_{11} à l'intérieur du ferrite. Ce mode de propagation peut en principe exister à partir d'un diamètre de bâton qui est donné par :

$$d > \frac{c}{1.706\, f \sqrt{\varepsilon}} \qquad \text{(avec d en cm et f en MHz)} \quad (9)$$

valeur déterminée par évaluation empirique qui, dans notre cas, avec f = 9 000 MHz et ε = 13, donne :

d = 0,56 cm, ce qui est conforme aux observations.

Dans le développement ci-après [7], ainsi que nous avons déjà fait en paragraphe 2.1, nous partons de la supposition que le déphasage est essentiellement dû à la variation de la composante diagonale μ du tenseur de perméabilité, qui a, d'après POLDER[9], la forme :

$$\mu = 1 + \frac{4\pi\gamma^2 MH}{\gamma^2 H^2 - \omega^2} \qquad (10)$$

tandis que la composante K de la forme :

$$K = \frac{4\pi\gamma^2 M\omega}{\gamma^2 H^2 - \omega^2} \qquad (11)$$

ne jouerait qu'un rôle secondaire, et perdrait l'influence prépondérante qu'elle possède dans les rotateurs de Faraday.

Comme on le voit sur la figure 5, μ part d'une valeur inférieure à 1 dans le ferrite non aimanté et croit rapidement avec le champ directeur longitudinal, pour atteindre une valeur très proche de l'unité, et diminue ensuite.

Ce phénomène s'explique par la présence de champs démagnétisants dans le désordre magnétique du ferrite polycristallin partiellement aimanté; l'accroissement de μ provoque une redistribution des champs UHF, où l'onde est de plus en plus concentrée à l'intérieur du bâton, c'est-à-dire que la tendance de l'ensemble à se comporter comme un "guide diélectrique" devient de plus en plus marquée.

Bien que la constante diélectrique très élevée du ferrite ($\varepsilon = 13$) joue un rôle important dans l'effet de concentration, la cause immédiate du déphasage est de nature magnétique.

Le phénomène pourrait alors être appelé "effet diélectrique-magnétique", mais comme les configurations de champs paraissent avoir sensiblement le même caractère général que dans le cas familier du bâton purement diélectrique, l'ensemble vu sous cet aspect mérite bien la désignation de "guide diélectrique".

Ainsi, la structure ferrite-air-métal d'un ensemble classique semble pouvoir propager un seul mode, le mode TE_{11}, plus ou moins elliptiquement polarisé.

Au-delà d'un certain diamètre (valeur "limite") (voir figure 4) un autre mode supérieur prend naissance, le mode TM_{01}. Il peut se propager uniquement à l'intérieur du ferrite, mais ne peut être adapté, comme le mode TE_{11}, par les procédés ordinaires d'adaptation (diélectriques du cône de ferrite).

Des réflexions multiples se produisent entre les deux extrémités du bâton : elles s'accompagnent d'un effet Faraday, comme il est maintenant admis par tous les auteurs. Ces phénomènes sont la cause de violentes fluctuations des pertes à la sortie du dispositif.

Le domaine utilisable du déphaseur paraît ainsi s'étendre du début de l'effet "diélectrique" du guide, jusqu'au point où l'on suppose que l'onde est complètement détachée des parois et que l'appareil est devenu un simple rotateur de Faraday mal adapté.

1.2.1. La structure des modes

Pour analyser la structure des modes, on peut négliger d'abord les conditions géométriques imposées par l'existence du guide et représenter l'énergie UHF sous forme d'onde plane indéfinie. Le caractère anisotrope du guide d'onde rectangulaire peut être simulée par un tenseur "diélectrique" dont les composantes peuvent être a-

justées pour reproduire la géométrie du guide, en établissant les vitesses de phase dans deux polarisations mutuellement perpendiculaires. Ce modèle permet d'établir les formes des modes normaux et leur dépendance en fonction d'une part des paramètres magnétiques u et K, d'autre part, de la structure elliptique de la section.

Dans les équations de Maxwell :

$$\text{rot } E = -\mu \frac{\partial}{\partial t} H \tag{12a}$$

et

$$\text{rot } H = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E \tag{12b}$$

nous supposons que μ a la forme :

$$\mu = \begin{vmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_o \end{vmatrix} \tag{13}$$

et ε la forme diagonale :

$$\varepsilon = \begin{vmatrix} \varepsilon_x & & \\ & \varepsilon_y & \\ & & \varepsilon_o \end{vmatrix} \tag{14}$$

Supposons également que :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \; ; \qquad \frac{\partial}{\partial t} = j\omega \tag{15}$$

pour la propagation de l'onde plane dans la direction $\pm z$ à la pulsation ω.

En combinant les équations (12), nous obtenons le système :

$$\frac{d^2}{dz^2}\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = -\omega^2 \begin{bmatrix} \mu\varepsilon_x & -jK\varepsilon_y \\ jK\varepsilon_x & \mu\varepsilon_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \qquad (16)$$

qui doit être résolu pour la composante transversale du champ électrique E.

Il convient alors d'écrire l'équation (16) dans une forme plus générale :

$$\frac{d^2}{dz^2}\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \qquad (17)$$

Les solutions de l'équation caractéristique :

$$q^2 - (a+d)\,q + (ab - bc) = 0 \qquad (18)$$

donnent les valeurs propres :

$$q \pm = \frac{1}{2}(a+d) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(a-d)^2 + bc} \qquad (19)$$

Nous posons :

$$\sigma_{\pm} = \frac{1}{2}(a \pm d) \qquad (20)$$

et :

$$R = (\text{signe de } \sigma_+)\sqrt{\sigma_-^2 + bc} \qquad (21)$$

et nous obtenons :

$$q \pm = \sigma_+ \pm R \qquad (22)$$

La transformation S, qui diagonalise la matrice (17) est :

$$S = \begin{bmatrix} \sigma_- + R & -b \\ c & \sigma_- + R \end{bmatrix} \qquad (23)$$

$$\gamma_{\pm} = +\sqrt{q_{\pm}} \tag{24}$$

désigne les constantes de propagation, alors les modes normaux p(z) et n(z) du système (17) sont :

$$P = e^{\pm \gamma + z} \quad \text{et} \quad n = e^{\pm \gamma - z} \tag{25}$$

Par retransformation à l'aide de S, nous obtenons x(z) et y(z) qui peuvent être exprimés convenablement sous la forme :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = U_{+} \begin{bmatrix} X^{\circ}_{+} \\ Y^{\circ}_{+} \end{bmatrix} + U_{-} \begin{bmatrix} X^{\circ}_{-} \\ Y^{\circ}_{-} \end{bmatrix} \tag{26}$$

où X° et Y° sont des constantes d'intégration est :

$$U_{\pm} = \begin{bmatrix} r_{+} e^{\pm \gamma + z} + e^{\pm \gamma - z} & \frac{b}{2R}(e^{\pm \gamma + z} - e^{\pm \gamma - z}) \\ \frac{c}{2R}(e^{\pm \gamma + z} - e^{\pm \gamma - z}) & r_{-} e^{\pm \gamma + z} + e^{\pm \gamma - z} \end{bmatrix} \tag{27}$$

dans lequel :

$$r_{\pm} = 1/2 \left(1 \pm \frac{\sigma_{-}}{R}\right) \tag{28}$$

Revenons au système d'origine (16) ; nous trouvons pour les valeurs propres :

$$q_{\pm} = -\omega^2 \left[\frac{1}{2} \mu (\varepsilon_x + \varepsilon_y) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \mu^2 (\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \varepsilon_x \varepsilon_y K^2} \right] \tag{29}$$

Il est avantageux de faire les combinaisons suivantes :

$$\varepsilon = 1/2\,(\varepsilon_x + \varepsilon_y) \;; \quad \delta = 1/2\,(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \tag{30}$$

Alors :

$$q_{\pm} = -\omega^2 \left[\mu\varepsilon \pm \sqrt{\mu^2\delta^2 + K^2(\varepsilon^2 - \delta^2)} \right] \tag{31}$$

A l'aide de l'équation (31) nous pouvons représenter les différents cas en fonction du paramètre d'ellipticité δ . Le cas $\delta = 0$ correspond à la symétrie circulaire. Pour $\delta > 0$, mais suffisamment petit pour que q_+ et q_- restent négatifs, deux modes elliptiquement polarisés peuvent se propager et la structure montre le caractère d'un rotateur de Faraday elliptique. Pour $\delta = \varepsilon$, un des modes, le mode n(z) de l'expression (25) n'existe plus.

C'est à partir de cette valeur que commence la gamme des δ propres au fonctionnement comme déphaseur. Les meilleures conditions semblent atteintes, quand δ dépasse ε de peu. Alors le terme :

$$(\varepsilon^2 - \delta^2)\,K^2$$

de l'équation (31) est petit et négatif.

Ceci confirme que la composante K du tenseur de POLDER[9] a perdu le rôle important qu'elle jouait dans les rotateurs. Les formes des deux composantes de polarisation de l'onde sont devenues si différentes l'une de l'autre, à cause de la structure elliptique, que leur couplage réciproque est dégénéré en un effet secondaire.

En négligeant le terme dépendant de K nous avons pour la valeur propre du mode de propagation p(z) l'expression très simple:

$$q_{\pm} = -\omega^2 \mu \varepsilon_x \tag{32}$$

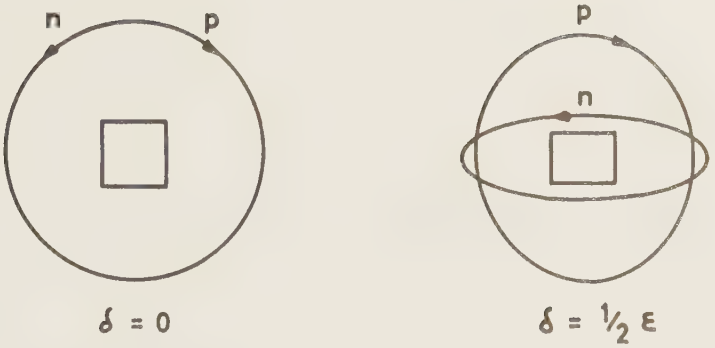


FIG 6

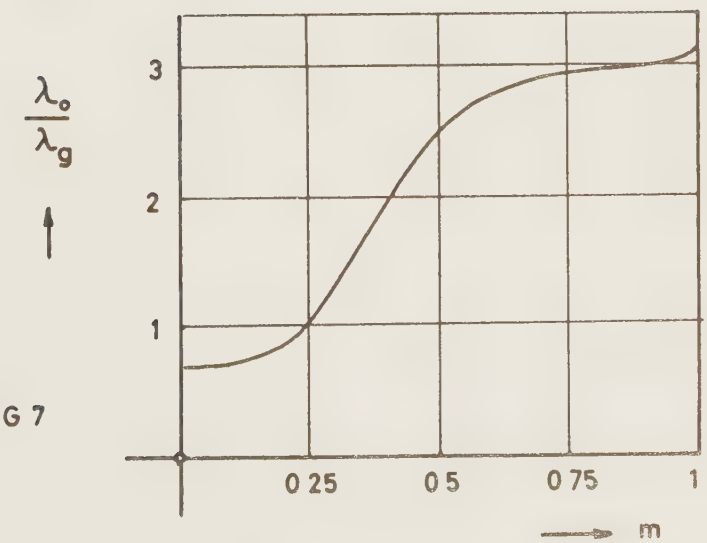


FIG 7

Les propriétés observées du déphaseur peuvent être décrites en fonction du paramètre magnétique μ et du paramètre de combinaison diélectrique-géométrique ε_x.

Les formes explicites des modes normaux à polarisation elliptique p(z) et n(z) peuvent être obtenues grâce à l'équation (23) . Ils sont donnés par :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} p \\ n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\sigma_- + R)\, p - bn \\ cp + (\sigma_- + R) n \end{bmatrix} \qquad (33)$$

où :

$$\sigma_+ = -\omega^2 \mu \varepsilon$$

$$\sigma_- = -\omega^2 \mu \delta$$

$$R = (\text{signe de } \sigma_+)\, \omega^2 \sqrt{\mu^2 \delta^2 + K^2 (\varepsilon^2 - \delta^2)}$$

$$b = j\omega^2 K \varepsilon_y = j\omega^2 K (\varepsilon + \delta)$$

On a représenté sur la figure 6 quatre modes spéciaux pour les valeurs de δ suivantes :

$$\delta = 0 \quad ; \quad \delta = 0,5\,\varepsilon \quad ; \quad \delta = \varepsilon \quad ; \quad \delta = 1,5\,\varepsilon$$

De plus, on a supposé $\mu = 1$ et $K = -0,5$. Les rectangles à l'intérieur des figures représentent schématiquement la forme de la section du guide employé.

1.2.2. L'anomalie du comportement de μ

La figure 5 [10] montre la variation de μ en fonction du champ interne et son accroissement rapide à très faible niveau. Aucun effet de ce genre n'est prévisible dans la formule de POLDER . Une solution possible consiste à utiliser la forte corrélation qui existe entre H et M en faisant le produit moyen de ces deux grandeurs. Le résultat dépend de la structure cristallographique détaillée du matériau employé, mais en tous cas, μ prend la forme [9] :

$$\mu \cong 1 - \frac{\gamma^2}{\omega^2} N_o M_S^2 \qquad (34)$$

pour le ferrite non saturé, où N_o est un facteur de désaimantation moyen, lié à la forme géométrique de l'échantillon et qui est peut être évalué empiriquement.

Si u devient de plus en plus grand, l'efficacité du bâton de ferrite comme guide diélectrique augmente. L'onde se concentre dans le bâton et la longueur d'onde dans le guide λ_g diminue.

Pour parvenir à une bonne estimation des valeurs, on peut s'aider des résultats de SEIDEL[11], obtenus par des bâtons diélectriques dans les guides circulaires avec une valeur de ϵ à peu près du même ordre que celle des ferrites. La courbe de la figure 7 donne la longueur d'onde dans le guide λ_g et sa variation avec ϵ d'une part et le diamètre du bâton d'autre part.

Elle est tracée pour le mode dominant HE_{11}. Le facteur de remplissage m du guide est représenté par le rapport des diamètres bâton-guide.

La courbe fournit le rapport entre longueur d'onde dans l'espace libre et longueur d'onde dans le guide, en fonction de m.

Il est intéressant de voir qu'avec un facteur de remplissage d'environ m = 0,25, la longueur d'onde du guide peut devenir finalement plus petite que la longueur d'onde dans le vide, c'est-à-dire que :

$$\lambda_o/\lambda_g > 1$$

La condition : $\lambda_o/\lambda_g = 1$ représente un point critique dans la théorie des guides diélectriques, car pour cette valeur l'onde se détache des parois et le bâton semble devenir le seul support de l'énergie U.H.F.

Pour interpréter les résultats obtenus, il est nécessaire de faire la supposition suivante qui ne se justifie en principe que pour l'onde plane : le produit $\mu\,\zeta$ du problème exposé est identique au paramètre ε de la théorie des guides diélectriques. Ceci n'est pas tout à fait convaincant, étant donné que tout le problème a été traité avec d'énormes approximations. Mais cette supposition n'est certainement pas plus incorrecte que le rapprochement entre guide circulaire et guide rectangulaire, que nous avons fait plus haut. Les formes des équations caractéristiques pour les différents types de guides diélectriques exigent seulement que l'approximation soit raisonnable, surtout pour les valeurs élevées de ε qui nous intéressent ici.

1.3. EFFET FARADAY [5]

Dans les deux théories précédentes, l'effet Faraday dans le domaine normal de fonctionnement du déphaseur n'intervient pas. Pourtant, le grand déphasage obtenu autour de la valeur "critique" du diamètre du bâton pourrait être expliqué plus facilement, si l'on pouvait admettre une rotation du plan de polarisation à l'intérieur du milieu ferro-magnétique. Ceci impliquerait alors, qu'une onde circulairement polarisée existerait déjà à partir de cette valeur et qu'il faudrait seulement trouver le mécanisme qui explique la bonne réadaptation de l'onde après la traversée du ferrite; tâche d'autant plus difficile, que les différents modes, en dehors et à l'intérieur du bâton paraissent se transformer avec une souplesse extraordinaire.

RIZZI et GATLIN [5] construisent une théorie de ce genre suivant laquelle un bâton de ferrite MgMn dans la bande X peut propager deux modes orthogonalement polarisés. Si l'on suppose que la structure agit comme un guide circulaire complètement rempli de ferrite, elle peut propager une onde à polarisation circulaire si :

$$f > f_c = \frac{c}{1.706\, d\, \sqrt{\varepsilon}} \qquad (35)$$

ce qui correspond à l'équation (9).

Dans ces conditions les questions suivantes doivent être éclaircies :

- comment l'onde linéairement polarisée est-elle convertie en onde à polarisation circulaire, et comment se fait la réadaptation?

- comment l'ensemble peut-il rester réciproque, si une onde à polarisation circulaire agit sur un bâton de ferrite longitudinalement aimanté?

Les deux auteurs nous présentent un modèle qui opère de la façon suivante :

- Une onde linéairement polarisée pénètre dans le bâton de ferrite et subit une rotation de 45° dans le sens des aiguilles d'une montre (figure 8). Cette onde peut être maintenant considérée comme étant composée de deux ondes à polarisation linéaire d'amplitudes égales et orientées de telle sorte que l'une se propage parallèlement au grand côté du guide, l'autre lui étant perpendiculaire. L'onde à polarisation parallèle au grand côté, a une vitesse de phase plus grande que celle de l'autre composante. Au moment où les deux composantes atteignent une différence de phase de 90°, une onde circulairement polarisée, de sens opposé à celui des aiguilles d'une montre, est produite.

Cette onde poursuit sa route sur presque la totalité de la longueur du bâton et subit un déphasage proportionnel au champ directeur appliqué H_a. Puisque le sens de la polarisation est inverse de celui des aiguilles d'une montre, l'onde voit une perméabilité UHF $\mu + K$, ou μ et K, sont les composantes du tenseur de POLDER[9]

A cause de la valeur importante de $(\mu+K)\,\varepsilon$ pour le ferrite ($\varepsilon = 13$), comme il a déjà été remarqué à propos des autres théories, la plus grande partie de l'énergie UHF se trouve concentrée à l'intérieur du bâton, à partir d'une valeur de diamètre d'environ d = 0,56 centimètres; alors l'onde circulairement polarisée ne peut plus "voir" les parois du guide et reste polarisée de cette façon jusqu'à proximité de l'autre extrémité du bâton. Dans cette région, la composante

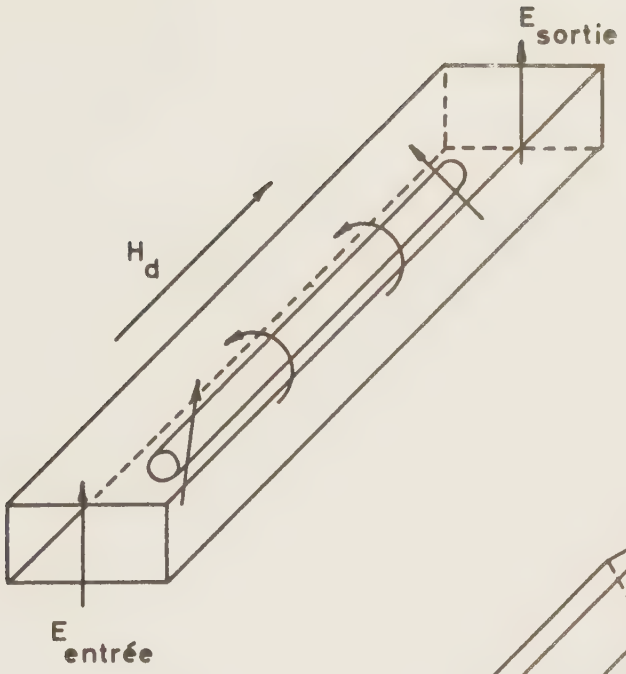


FIG 8

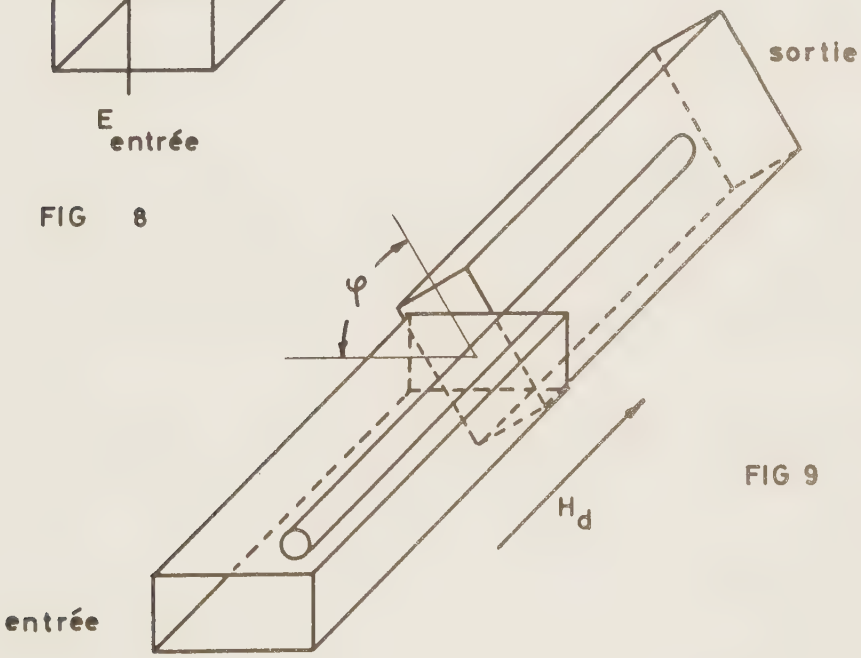


FIG 9

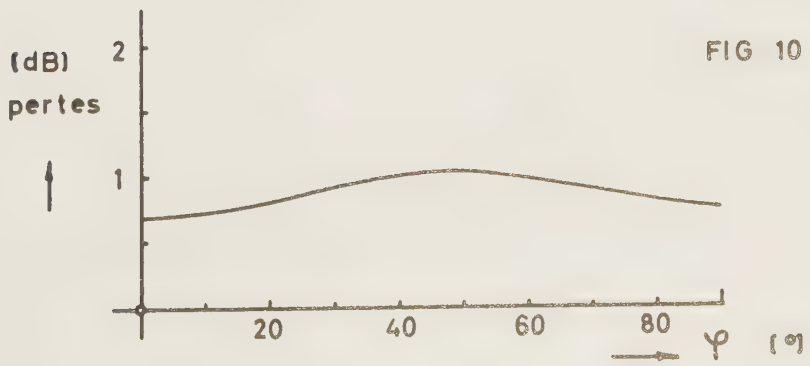


FIG 10

horizontale subit une autre avance de phase de 90° et est reconvertie de nouveau en onde à polarisation linéaire. Celle-ci tourne de 45° dans le sens des aiguilles d'une montre et apparaît à la sortie du dispositif verticalement polarisée, exactement comme à l'entrée.

Certes, ces différentes opérations auxquelles l'onde est soumise ne se produisent pas séparément, mais sont probablement plus ou moins simultanées. Le sens de la rotation peut être facilement déduit de la représentation microscopique de μ et K à partir de la dynamique des spins électroniques, en considérant le sens du champ appliqué et la direction de propagation de l'onde.

Si le champ magnétique ou la direction de propagation de la figure 8 est inversé, l'onde reste circulairement polarisée dans le même sens tout le long du ferrite et la perméabilité UHF que l'onde rencontre dans son parcours est toujours $\mu + K$. Ceci peut être facilement démontré pour le cas d'un champ H_a inversé et prouve que l'appareil est parfaitement réciproque.

Plusieurs expériences ont été faites qui semblent bien soutenir la théorie de la "polarisation circulaire". Celle qui apparait la plus convaincante, est représentée sur la figure 9.

Le guide rectangulaire qui supporte le bâton de ferrite aimanté longitudinalement est divisé en deux parties qui font l'une par-rapport à l'autre un certain angle φ autour de leur axe commun. Une onde UHF est appliquée à la première section et l'on mesure les pertes d'insertion dans l'autre section en fonction de l'angle φ. Le résultat est reproduit sur la figure 10.

Le fait que les pertes dues à la coupure mécanique entre les deux guides soient pratiquement indépendantes de l'angle φ incite à supposer que l'onde est réellement polarisée circulairement et que la presque totalité de l'énergie se propage à l'intérieur du milieu ferromagnétique, si bien que l'influence du guide métallique est négligeable.

Une autre vérification a été obtenue en fixant l'angle φ à 90° et en mesurant les pertes d'insertion en fonction de l'intensité du champ appliqué. A champ nul, les pertes étaient de l'ordre de 20 dB. Avec un champ croissant, les pertes diminuaient rapidement. Pour H_a = 70 Oersted, les pertes n'étaient que 0,8 dB et ne variaient pratiquement plus, malgré l'augmentation du champ directeur. Pour un ferrite plus long, la diminution initiale des pertes était encore plus prononcée.

1.4. SYNTHESE DE CES THEORIES

Nous avons retenu de ces trois théories les conditions qu'elles imposent pour obtenir les caractéristiques essentielles du déphaseur à ferrite et, en particulier, les conditions de réalisation pratique qui conduisent à un bon rendement :

1°) Le guide d'onde doit avoir une symétrie elliptique, et propager seulement le mode fondamental.

2°) Il doit être partiellement rempli d'un "diélectrique ferromagnétique" à ϵ élevé.

3°) Il doit exister à l'intérieur du guide un champ directeur longitudinal (ou transversal dans des cas exceptionnels comme nous verrons plus loin).

4°) Pour un fonctionnement dans les meilleurs conditions possibles, le diamètre du "diélectrique ferromagnétique" doit dépasser un certain diamètre critique, mais rester toujours en-dessous d'une valeur que nous avons appelée "valeur limite". En effet, à partir de cette valeur des réflexions se produisent à la limite air-ferrite aux extrémités du bâtonnet, ce qui entraîne des pertes importantes.

Dans ces conditions le phénomène de déphasage se présente à nos yeux de la façon suivante :

- A champ faible et pour un diamètre de bâton inférieur au diamètre critique, le déphaseur satisfait à la théorie des perturbations. La méthode de résolution qui s'en déduit est alors parfaitement valable. La configuration du mode TE_{10} est toujours reconnaissable, malgré sa déformation due au déplacement de champ.

- A partir du diamètre critique le mode TE_{11}, plus ou moins elliptiquement polarisé, remplace progressivement le mode TE_{10} et un effet Faraday à l'intérieur du milieu ferromagnétique doit être possible.

Il est important de constater, qu'avec des valeurs de diamètre inférieures au diamètre critique du bâton de ferrite, la forme rectangulaire, c'est-à-dire la symétrie non circulaire du guide empêche catégoriquement la formation d'un mode à polarisation circulaire. Aussi est-il compréhensible que c'est seulement à partir du moment où la presque totalité de l'énergie UHF est concentrée à l'intérieur du bâton que de tels modes peuvent se propager et que leurs plans de polarisation peuvent tourner librement sans être gênés par la géométrie du guide.

Pour la construction des différents déphaseurs modulés en champ, et plus spécialement pour notre modulateur à champ rémanent, nous nous sommes appuyés sur cette théorie qui nous a permis d'introduire des pivots dans les guides et de percer des fentes dans les parois à proximité des ferrites sans perturber les configurations de champs.

Il nous semble nécessaire de préciser encore qu'en dépassant la valeur limite donnée par l'équation :

$$d = \frac{c}{1.309\, f\, \sqrt{\varepsilon}} \qquad (36)$$

le mode TM_{01} peut prendre naissance. Il n'a pas la même facilité de réadaptation que le mode TE_{11} et de fortes fluctuations des pertes à la sortie de l'appareil se manifestent dès que ce mode se trouve excité en proportion notable.

Chapitre 2

DONNEES PHYSIQUES DEFINISSANT LE DEPHASEUR

Une étude approfondie de tous les paramètres influençant le fonctionnement du déphaseur est indispensable pour la réalisation pratique de l'appareil.

Nous avons déjà discuté de l'influence du diamètre des bâtons, mais il nous reste encore un certain nombre de paramètres à examiner, à savoir :

- la longueur du bâton
- son emplacement dans le guide
- la forme de sa section
- son adaptation
- l'influence de la température
- de l'hystérésis
- et de la fréquence UHF

2.1. DIAMETRE DU BATON [7][1]

Les caractéristiques de déphasage à 9 800 MHz en fonction d'un champ directeur continu sont représentées sur la figure 11 . Les 7 bâtons sont de la même longueur (environ 10 cm) et ils ont été taillés dans le même échantillon de ferrite MnMg (R-1, USA) . On voit que c'est seulement à partir de diamètres supérieurs à 0,55 cm que de grands déphasages peuvent être observés, surtout dans la région des champs faibles allant jusqu'à 60 oersteds. Des déphasages de l'ordre de 75° par cm de longueur sont possibles, avec des bâtons d'un diamètre de 0,75 cm. Une augmentation du diamètre au-delà de cette valeur n'apporte que peu de changement, en ce qui concerne le déphasage; par contre elle entraîne de grandes pertes à la sortie du dispositif.

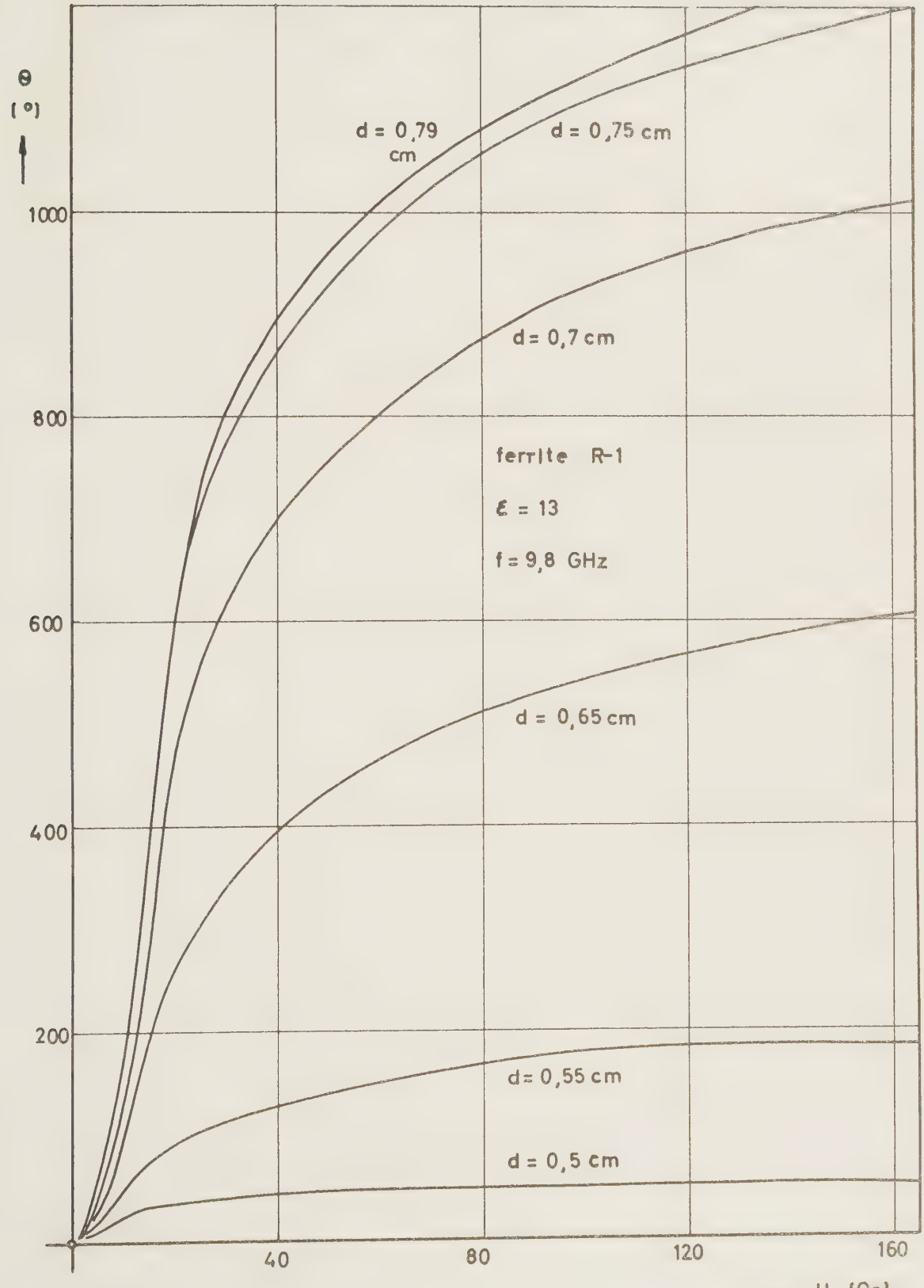

θ
(°)
1000
800
600
400
200
d = 0,79 cm
d = 0,75 cm
d = 0,7 cm
ferrite R-1
ε = 13
f = 9,8 GHz
d = 0,65 cm
d = 0,55 cm
d = 0,5 cm
40
80
120
160
H (Oe)

FIG 11

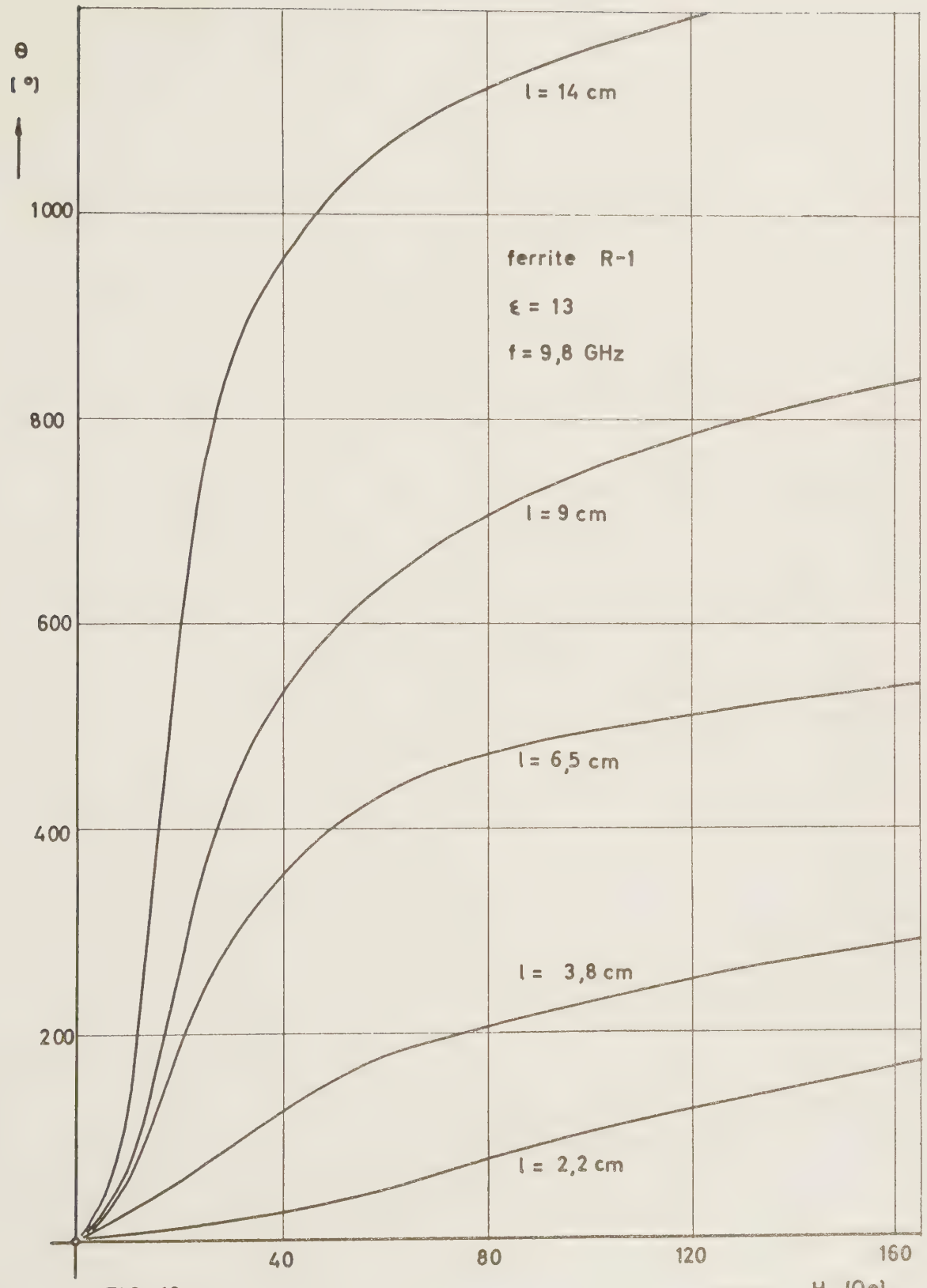

θ
[°]
1000
800
600
400
200
l = 14 cm
ferrite R-1
ε = 13
f = 9,8 GHz
l = 9 cm
l = 6,5 cm
l = 3,8 cm
l = 2,2 cm
40
80
120
160
H (Oe)

FIG 12

2.2. LONGUEUR DU BATON [1]

Une série de courbes sur la figure 12 décrivent le rôle du paramètre : longueur du bâton de ferrite. Les barreaux ont tous les mêmes diamètres (0,70 cm) et sont également taillés dans le même échantillon. Le déphasage est tracé en fonction du champ directeur dans les mêmes conditions que sur la figure précédente.

2.3. EMPLACEMENT DANS LE GUIDE [12]

En présence d'un champ directeur longitudinal, l'influence de l'emplacement du bâton à l'intérieur du guide a été mesuré. La figure 13 montre qu'on obtient un déphasage maximal en plaçant le ferrite au centre du guide. On peut aussi obtenir un déphasage en plaçant des plaquettes de ferrite contre les parois; (cette solution peut être technologiquement avantageuse pour assurer le refroidissement du barreau); on trouve alors un retard de phase (analogue au cas du bâton placé au centre), si les plaques sont appliquées sur les petites faces du guide, et une avance de phase si elles sont appliquées sur les grandes faces du guide.

2.4. FORME DE LA SECTION [1]

L'influence de la section (circulaire ou rectangulaire) du bâton sur le déphasage est pratiquement négligeable si on choisit les dimensions convenablement. Ainsi on trouve le même résultat pour un bâton rond de 0,75 cm de diamètre et un bâton de section carrée de 0,70 cm de côté.

2.5. ADAPTATION [1]

L'efficacité des déphaseurs dépend énormément du mode d'adaptation. Il est intéressant de remarquer que, pour les diamètres relativement faibles, une mauvaise adaptation d'impédance est pratiquement la seule cause directe des fluctuations d'énergie à la sortie,

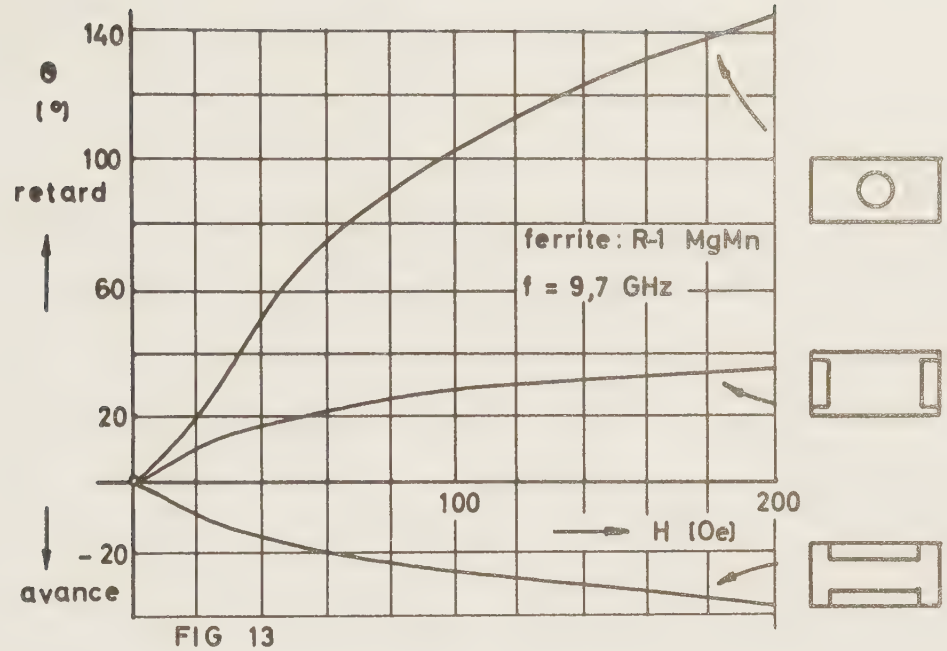

140
θ
(°)
100
retard
60
20
- 20
avance
100
200
H (Oe)
ferrite : R-1 MgMn
f = 9,7 GHz

FIG 13

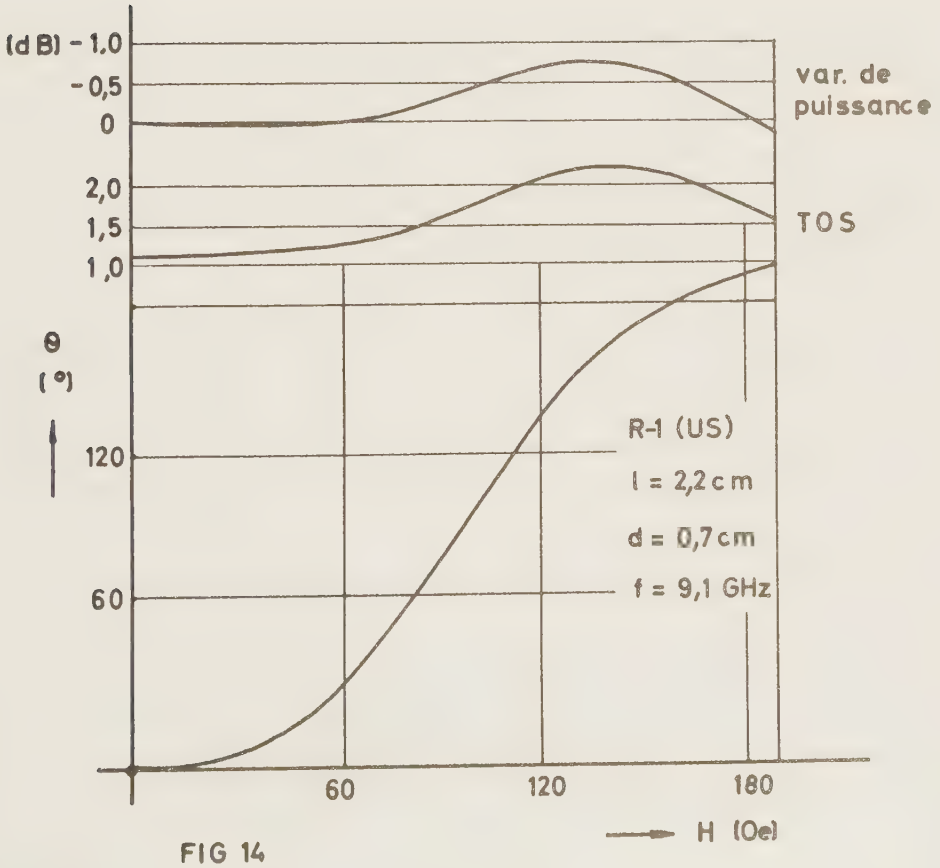

(dB) - 1.0
- 0,5
0
2,0
1,5
1,0
var. de
puissance
TOS
θ
(°)
120
60
R-1 (US)
l = 2,2 cm
d = 0,7 cm
f = 9,1 GHz
60
120
180
H (Oe)

FIG 14

comme on peut le constater sur la figure 14. Les meilleures adaptations possibles sont réalisées par meulage conique des extrémités des bâtons où par un prolongement de celles-ci avec des diélectriques appropriées comme nous l'avons déjà mentionné.

2.6. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

L'influence de la température sur le déphasage est extrêmement sensible. Une grande variation de température produit autant d'effet sur le déphasage que celle du champ de polarisation. Une élévation de température peut être due au courant de polarisation circulant dans la bobine d'excitation et nécessaire dans certains cas à cause de la réciprocité de l'appareil.

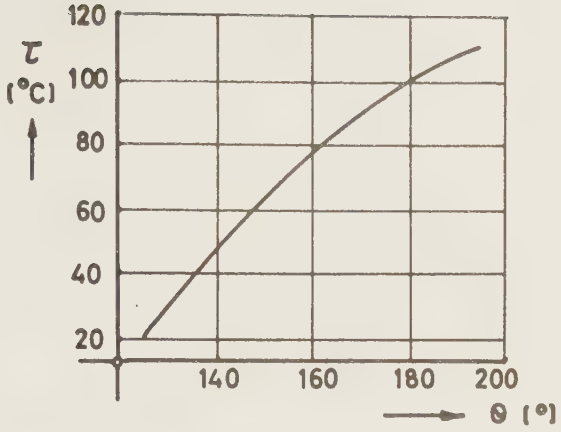
La figure 15 montre le rapport entre température et déphasage pour un champ directeur fixe.

En revanche en ce qui concerne l'emploi du déphaseur à ferrite comme modulateur de phase, l'amplitude de l'excursion du déphasage, pour une variation de champ donnée, reste constant malgré le déplacement vertical de la courbe observé sur la figure 16.

Pour le ferrite considéré (R-1) cette stabilité d'excursion en phase est presque parfaite pour le domaine des températures comprises entre 60° et 82°C, comme le montre la figure 17. Il paraît donc avantageux d'employer des fours thermostatés pour faire fonctionner le déphaseur dans cette gamme de température.

2.7. INFLUENCE DE LA FREQUENCE UHF [1]

Comme le montre la figure 18, le déphasage obtenu croît en général avec la fréquence UHF. Cette variation est d'autant plus importante que le champ de polarisation devient plus élevé.



ferrite R-1
f = 10 GHz
d = 0,56 cm

FIG 15

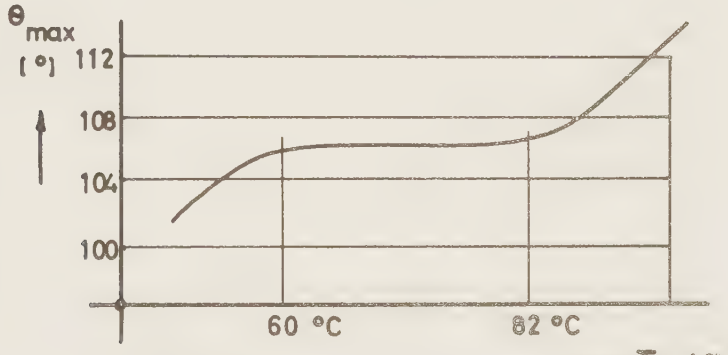


FIG 17

ferrite R-1

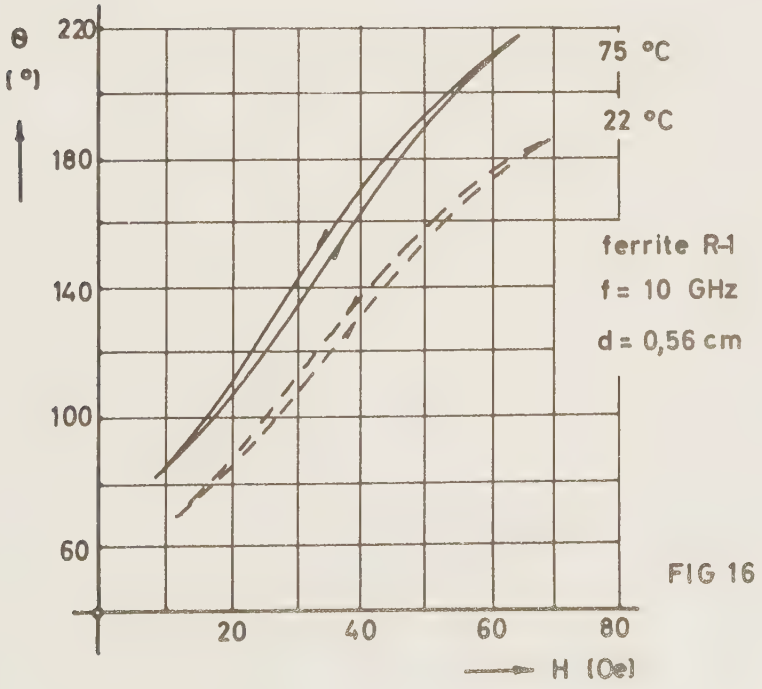


FIG 16

Cependant, l'effet d'une variation éventuelle de fréquence sur la précision du déphasage est négligeable comparé aux autres causes d'instabilités (échauffement, variation du courant de polarisation etc.).

2.8. INFLUENCE DE L'HYSTERESIS [13]

La figure 16 met en évidence l'effet d'hystérésis, qui, pour des raisons de simplification, a été omis dans les dessins précédents Cet effet, lié à l'existence de la rémanence du matériau, est un des grands obstacles à l'emploi des ferrites dans le domaine des mesures métrologiques. Un autre inconvénient réside dans l'incertitude relative à la stabilité du résidu magnétique à champ nul.

Si l'on doit utiliser un tel déphaseur comme détecteur d'une modulation quelconque, tout signal transmis subit un retard sensible et une certaine déformation à cause du dédoublement des caractéristiques suivant le sens de variation du champ. Pour corriger au mieux l'influence indésirable de cette propriété ferromagnétique, des méthodes de compensation efficaces seront discutées dans un chapitre séparé.

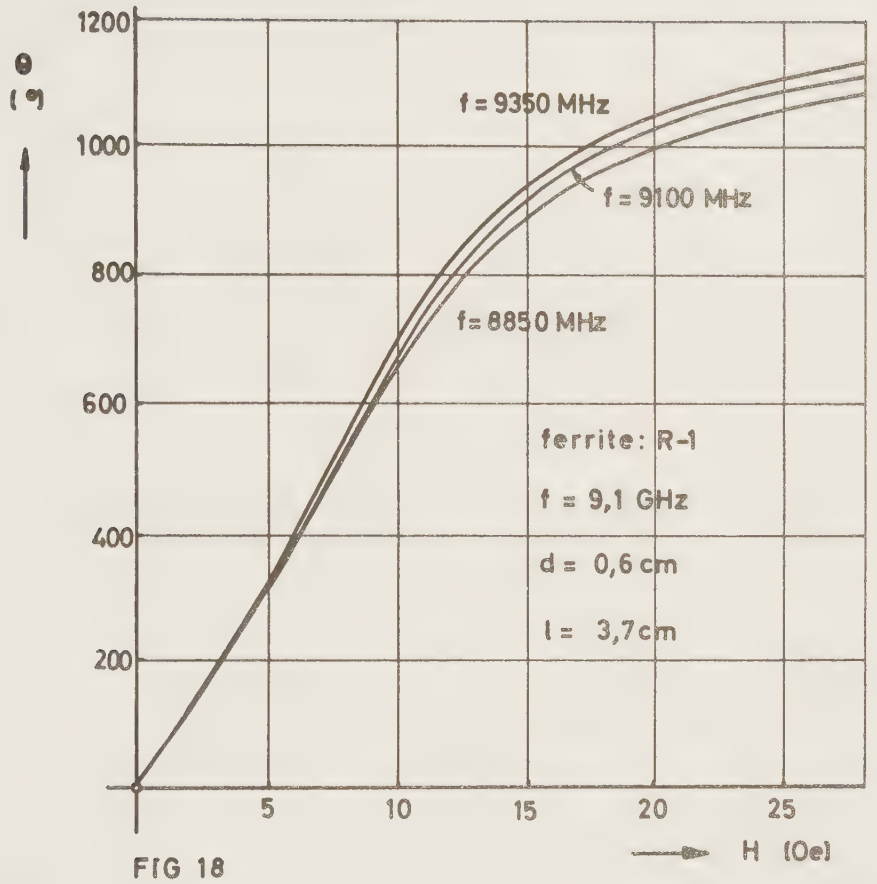

θ
(°)
1200
1000
800
600
400
200
5
10
15
20
25
H (Oe)
f = 9350 MHz
f = 9100 MHz
f = 8850 MHz
ferrite: R-1
f = 9,1 GHz
d = 0,6 cm
l = 3,7 cm

FIG 18

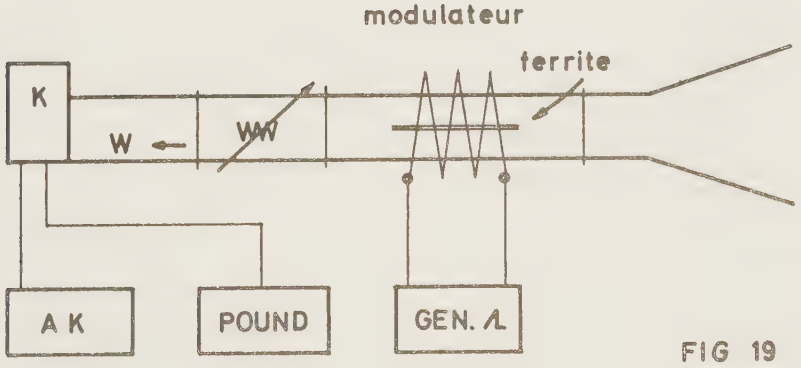

modulateur
ferrite
K
W
A K
POUND
GEN. Hf

FIG 19

Chapitre 3

LE SIMULATEUR DOPPLER A FERRITE

Nous avons réalisé un premier simulateur Doppler à ferrite , qui puisse être adapté aux besoins d'une installation de Radar fonctionnant dans la bande X.

On sait que la vitesse c de propagation d'une onde électromagnétique est liée, d'une part, à la perméabilité magnétique μ et , d'autre part, à la permittivité électrique ϵ du milieu dans lequel elle se propage.

C'est en agissant, soit sur la perméabilité, soit sur la permittivité du milieu qu'il est possible de moduler cette vitesse. Nous avons adopté la première de ces deux solutions, car le déphaseur à ferrite se révèle en effet un moyen très efficace de faire varier la perméabilité à l'intérieur d'un guide, dans les limites indiquées sur la figure 5.

Dans notre cas, on module une onde de 9 800 MHz circulant dans un guide standard de 3 cm (mode TE_{10}), de manière à ce que la variation de fréquence obtenue à la sortie simule un effet Doppler.

3.1. L'EFFET DOPPLER

Lorsqu'une source d'onde se déplace relativement à un observateur, celui-ci constate une variation de la fréquence émise en fonction de la vitesse et de la direction du déplacement.

La fréquence Doppler d'une source mobile (observateur fixe) est :

$$f'_{doppler} = f(1 \pm v/c) \qquad (37)$$

ou v est la vitesse relative entre source et observateur et c la vitesse de l'onde. Le signe positif correspond à un rapprochement, le signe négatif à un éloignement.

Si nous considérons un émetteur comme étant le point fixe de notre système, le changement de fréquence de l'onde réfléchie par une cible mobile nous permet d'en calculer la vitesse.

Mais, dans ce cas-là, il faut tenir compte du fait que la cible agit comme un miroir plan : la source mobile est désormais représentée par l'image virtuelle de l'émetteur derrière la cible, dont la vitesse apparente est multipliée par un facteur 2.

La différence de fréquence que nous constatons :

$$\Delta f = f'_{(doppler)} - f \qquad (38)$$

est alors deux fois plus grande que si la cible émettait elle-même. Le changement de longueur d'onde devient alors dans ce cas :

$$\Delta\lambda = 2\,\lambda\,(v/c) \qquad (39)$$

3.2. LA SIMULATION DOPPLER

La simulation d'une source mobile peut être nécessaire pour l'étalonnage précis de radars équipés pour la mesure des vitesses par effet Doppler.

On utilise habituellement une méthode dans laquelle la fréquence UHF est modulée en amplitude par un signal variable de 10 à 1000 kHz environ. On supprime alors la porteuse UHF et une bande latérale, et on conserve l'autre bande comme fréquence Doppler.

Bien que ce système soit parfaitement souple et précis, car la fréquence de modulation est facile à varier et à contrôler, il est

néanmoins difficile de simuler des vitesses lentes correspondant aux fréquences de modulation basses, car il existe une limite inférieure de séparation de fréquence due aux valeurs finies du Q des filtres réalisables. En outre, la séparation des fréquences si voisines entraîne une diminution très sensible de l'amplitude du signal.

Notre but est d'annuler cette limite inférieure et donc de simuler des vitesses allant de 0 km/h à des vitesses de satellites par exemple.

3.3. PRINCIPE DE L'APPAREIL

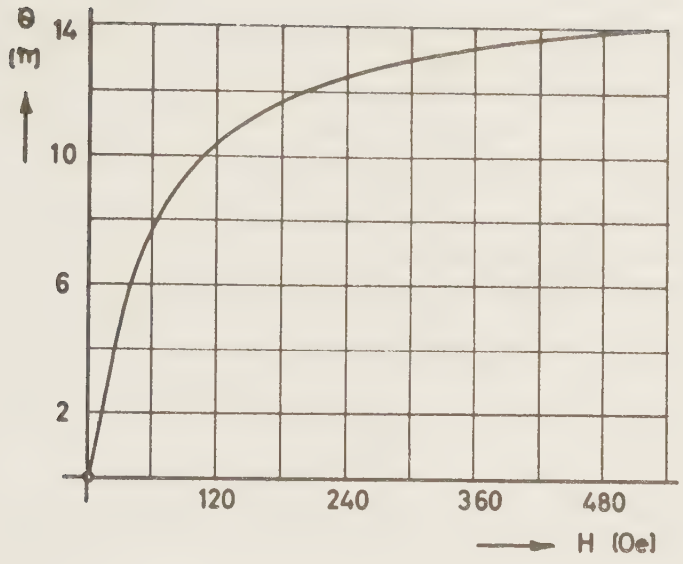
Le principe de l'appareil est très simple (fig. 19)

L'onde UHF de 9 800 MHz, produite par un klystron se propage en traversant successivement une ligne à sens unique, un atténuateur variable et la section du guide contenant le bâton de ferrite . Une bobine enroulée autour de cette section fournit le champ magnétique nécessaire pour obtenir la variation de perméabilité demandée.

La loi d'aimantation du ferrite à notre disposition étant déterminée grâce à un montage préalable, pour lequel la bobine d'excitation est alimentée en courant continu, on en déduit une forme particulière du courant de travail, de manière à éliminer toutes les nonlinéarités de la courbe obtenue.

Pour mieux décrire la variation de vitesse dans la partie contenant le ferrite, nous avons trouvé un procédé pour mesurer un déphasage par rapport à une phase de référence prise à la sortie du guide. Le montage est décrit plus loin; il nous a permis de tracer la courbe pour un bâtonnet de ferrite de l = 36 cm (fig. 20)

Dans le cas idéal il faudrait produire une décélération (ou une accélération) constante de l'onde UHF, grâce à un champ magnétique qui croît (ou décroît) suivant une loi imposée par les caractéristiques de la courbe d'aimantation.



ferrite : U 21
(CSF-France)

l_{tot} = 36 cm
d = 0,55 cm
f = 9,8 GHz

FIG 20

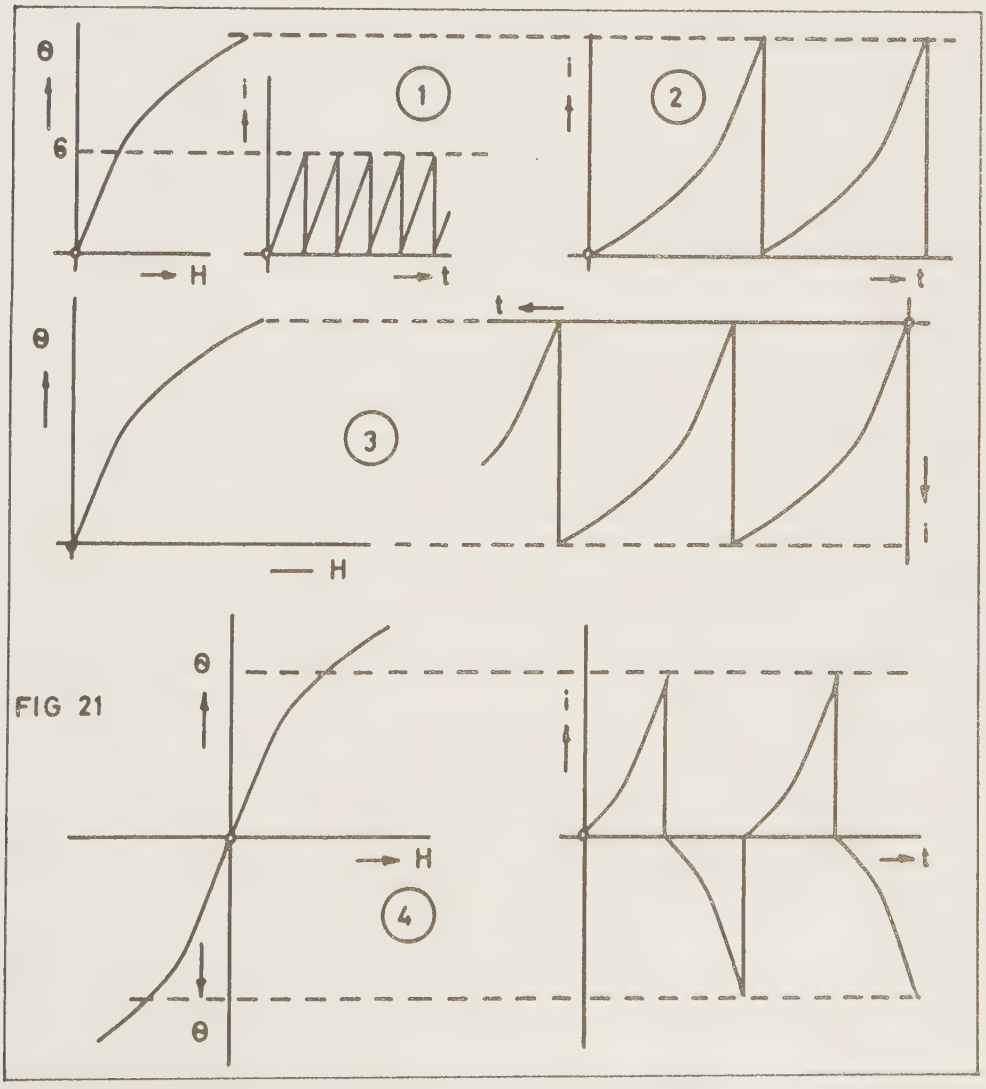


FIG 21

Ce cas idéal n'est pas réalisable, parce que d'une part le courant dans la bobine d'excitation, créateur du champ modulateur, ne peut pas croître indéfiniment et comme d'autre part on atteint rapidement la région de saturation du ferrite, on est obligé de travailler avec des champs faibles et de reproduire le même phénomène périodiquement.

3.4. MODULATION EN DENTS DE SCIE

Dans une première méthode, nous avons choisi un courant d'aimantation en forme de dents de scie à retour rapide.

Pour obtenir : $d\Theta/dt = const.$

où Θ est le déphasage de l'énergie UHF, la forme du courant i doit correspondre à la fonction inverse de la loi d'aimantation. C'est-à-dire si : $\Theta = f(i)$

il faut trouver : $i = g(\Theta)$

de telle sorte que sur toute la longueur de la courbe exploitée les non-linéarités soient compensées.

La façon la plus élégante et la plus complète de réaliser une compensation absolue, quelle que soit la forme de la courbe, est un asservissement automatique au moyen de circuits électroniques et par exemple de plaquettes à effet HALL. Mais les fréquences de récurrence nécessairement assez élevées pour simuler des vitesses convenables ne facilitent pas la construction d'un tel dispositif.

En fait, on peut obtenir le même résultat en produisant des dents de scie de formes bien définies et adaptées à la loi d'aimantation. Ceci nous a conduit à envisager les possiblités suivantes (fig. 21) :

1°) On peut se contenter de la partie presque linéaire de la courbe (jusqu'à un déphasage de 6π) et moduler l'onde avec un minimum d'énergie.

2°) On peut employer entièrement la partie positive de la courbe jusqu'à saturation. La dent de scie à appliquer devient pointue. L'énergie nécessaire est considérablement plus importante, mais la fréquence de répétition devient plus basse que dans le cas précédent (14π de déphasage par dent de scie peuvent être atteinte).

3°) A l'aide d'un champ de polarisation, on peut se placer au niveau de la saturation et appliquer le courant en dents de scie dans le sens opposé : on utilise alors une forme de courant plus facile à réaliser que dans le cas 2, mais les pertes dans le ferrite sont sensiblement du même ordre de grandeur.

4°) La direction du champ n'ayant pas d'influence sur l'effet d'accélération (ou de décélération) peut aussi changer de signe : ceci nous permet de travailler sur la partie négative aussi bien que sur la partie positive de la courbe d'aimantation. La totalité de la courbe est ainsi exploitée. La forme du courant dans la bobine d'excitation devient très compliquée et difficile à réaliser. D'autre part, le changement de signe du champ entraîne des pertes supplémentaires dans le ferrite.

Pour une application pratique il est plutôt recommandé de se restreindre à la partie presque linéaire de la courbe, celle-ci étant de toute façon la partie la plus intéressante, parce qu'elle représente un maximum de sensibilité avec un minimum d'énergie de commande. Ainsi nous utiliserons seulement la partie positive et presque linéaire de la courbe.

Ce choix est fondé sur les faits suivants :

a - Puissance nécessaire très faible pour moduler efficacement

b - Réalisation et stabilisation facile de la forme du courant

c - Pertes extrêmement faibles ; absence de tout système de refroidissement du bâton de ferrite.

3.4.1. Montage de mesure

Pour détecter, contrôler et mesurer le déphasage obtenu, nous avons réalisé le montage représenté sur la figure 22.

L'énergie en provenance du klystron est divisée dans un T-magique (I) et se propage dans deux guides rectangulaires, dont l'un comporte le bâton de ferrite et l'autre un déphaseur auxiliaire réglable. Dans les deux guides, le niveau de puissance est contrôlé par deux atténuateurs variables, afin de pouvoir régler à la sortie les amplitudes des deux ondes.

L'onde directe traverse la section de guide contenant le ferrite polarisé et rejoint l'onde dérivée dans un deuxième T-magique (II). Le signal résultant du mélange est détecté et observé sur l'écran d'un oscilloscope.

En supposant que les deux bras laissent passer une puissance égale (réglable par les atténuateurs) la somme des ondes partielles :

$$a \sin 2\pi f_1 t + a \sin 2\pi f_2 t = 2a \sin 2\pi \frac{f_1 + f_2}{2} t \cos 2\pi \frac{f_1 - f_2}{2} t$$

est représentée par une onde UHF de fréquence $1/2(f_1+f_2)$ modulée à la fréquence $(f_1 - f_2)$. Cette modulation se traduit par des battements dans le guide de détection (fig. 23).

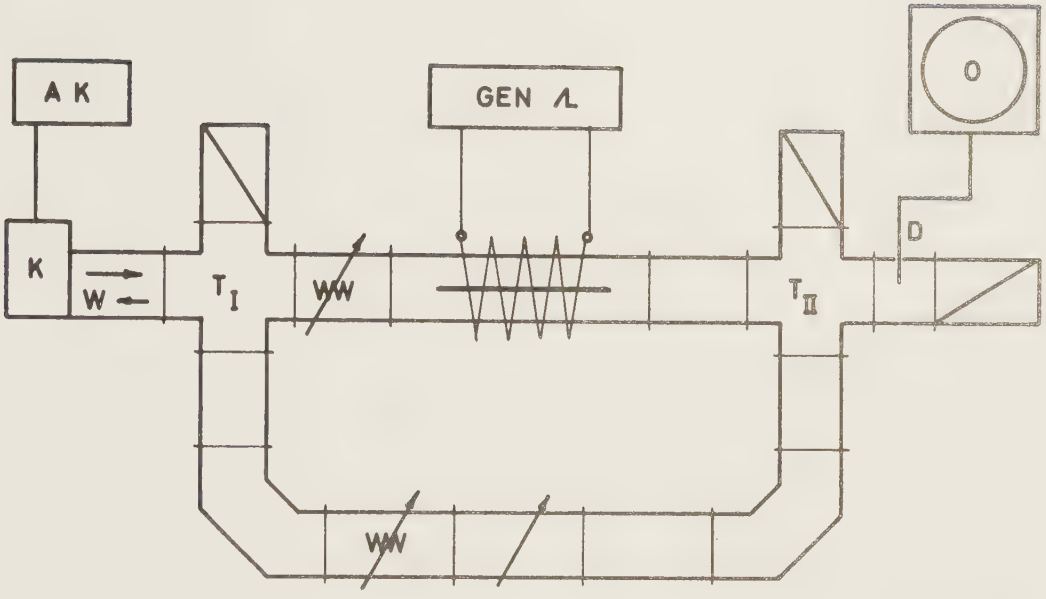

A K
GEN
O
K
W
T_I
WW
T_{II}
D
WW

FIG 22

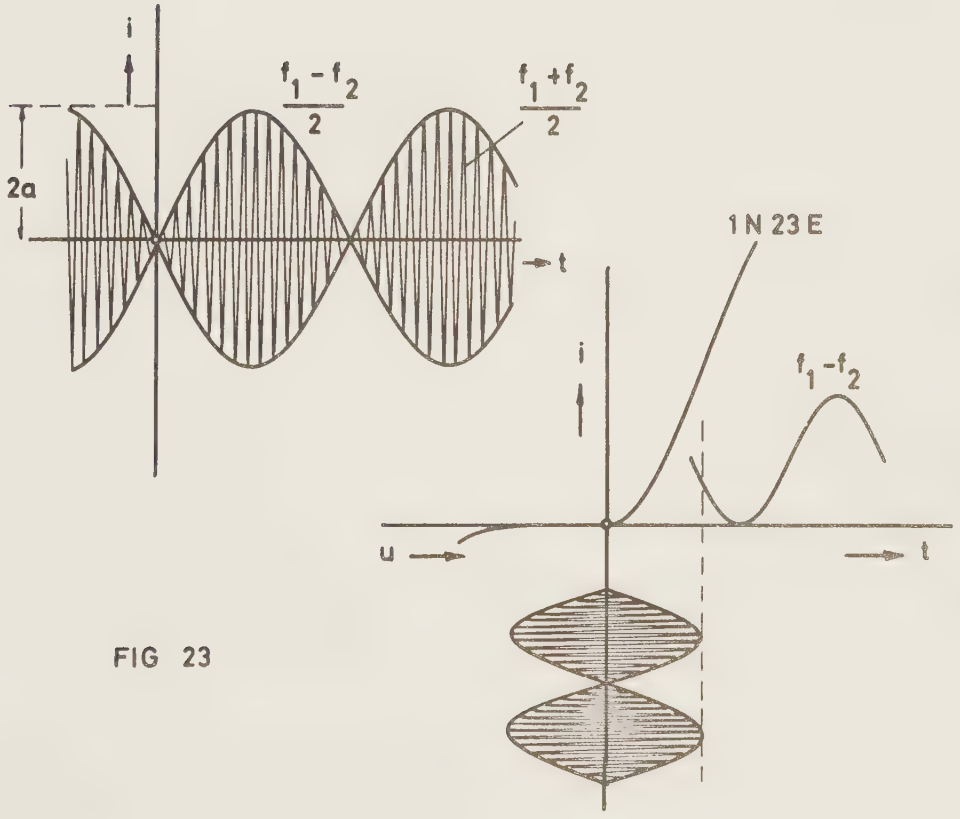

i
$\frac{f_1 - f_2}{2}$
$\frac{f_1 + f_2}{2}$
2a
t
1N 23E
i
$f_1 - f_2$
u
t

FIG 23

La détection supprime la partie négative de ce battement et donne un signal de fréquence égale à :

$$f_{signal} = f_1 - f_2 \qquad (40)$$

Le déphasage peut alors être observé directement et le nombre de π par dent de scie être facilement compté sur l'écran de l'oscilloscope, puisque la distance entre deux maxima (ou deux minima) du signal correspond à un déphasage de 2π

Comme le courant a une forme en dent de scie, le retour rapide de celle-ci perturbe un peu la continuité du signal, mais sert de marqueur pour déterminer exactement le nombre de π par unité de temps, lorsqu'on connaît la fréquence de répétition.

Ce dispositif permet en outre de vérifier la bonne linéarité du déphasage, car dans le cas idéal les maxima (et les minima) doivent se trouver à égale distance les uns des autres.

3.4.2. Réalisation

Nous avons réalisé le montage de mesure avec un appareillage courant de la bande X.

La partie centrale (fig. 24), c'est-à-dire la section du guide comportant le bâton de ferrite, est en plexiglas usinée et revêtue intérieurement d'une couche très mince de cuivre pour faciliter la pénétration du champ magnétique. Le bâton de ferrite, qui se trouve au centre de celle-ci, est encastré dans du téflon qui remplit complètement le guide. Les extrémités du bâton sont coniques pour réaliser une bonne adaptation. Sa longueur totale est de 36 cm environ, son diamètre de 0,55 cm.

Ces dimensions ont été choisies en vue d'agrandir le plus possible la plage linéaire de la courbe d'aimantation et d'obtenir une adaptation d'impédance facile; ceci au détriment de la sensibilité qui aurait pu être augmentée par l'emploi d'un bâton plus épais.

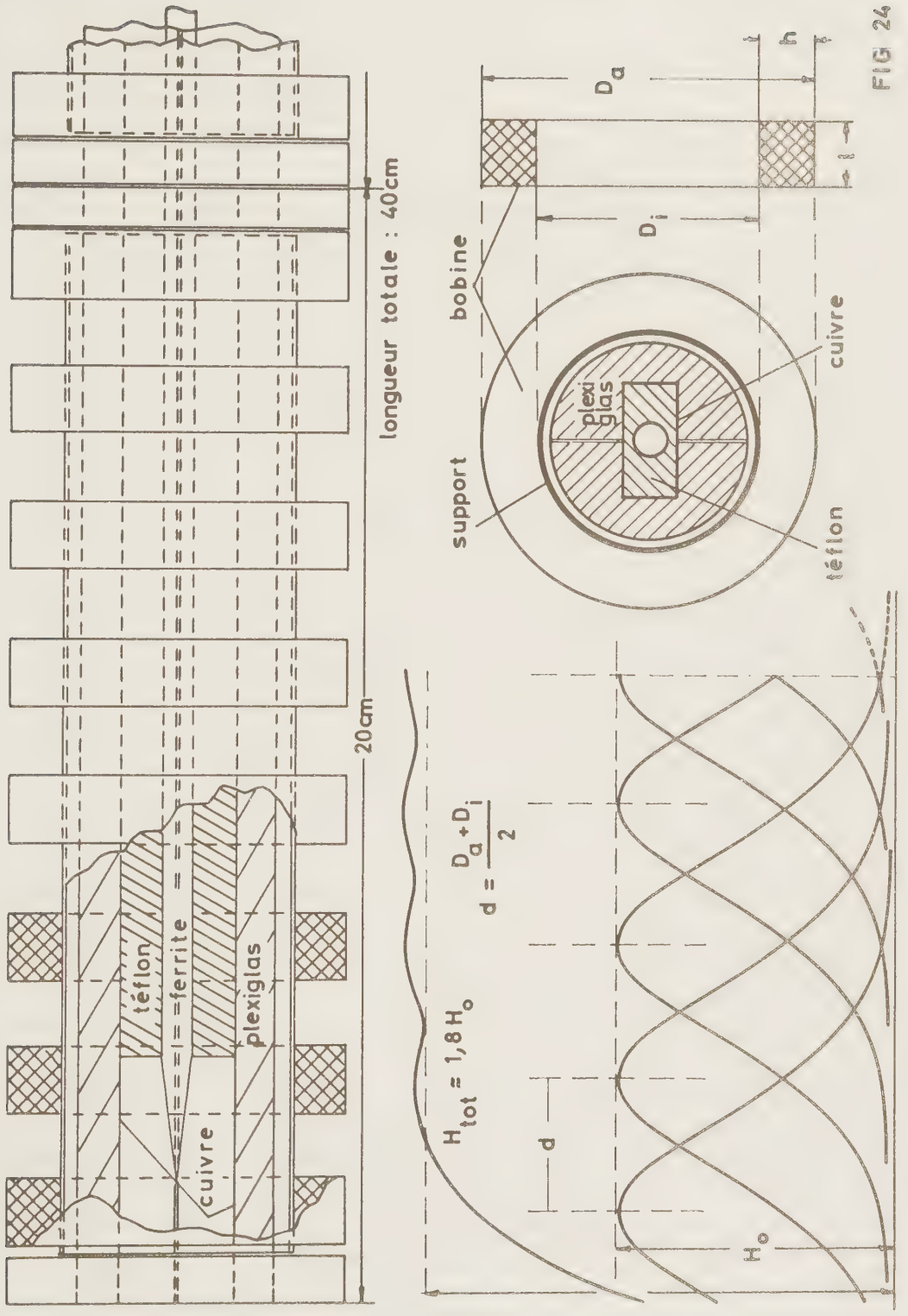

longueur totale : 40cm
20cm
téflon
ferrite
plexiglas
cuivre
bobine
support
plexi glas
cuivre
téflon
D_a
D_i
h
$H_{tot} = 1,8\,H_o$
$d = \frac{D_a + D_i}{2}$
d
H_o

FIG 24

Nous utilisons le ferrite U 21 de la CSF (ferrite de Manganèse-Magnésium) dont les caractéristiques principales sont les suivantes:

$\varepsilon = 12$	$T_c = 280°\ C$
$tg\delta = 2 \times 10^{-3}$	$H_c = 1,8$ Oe
$4\pi M_s = 2\ 500$ G	$\Delta H = 390$ Oe

La bobine d'excitation est composée de 16 bobines individuelles bobinées en nid d'abeille de n = 200 spires chacune, placées en position de Helmholtz à la distance d = R_m (rayon moyen de la bobine) l'une de l'autre.

Pour une adaptation appropriée aux générateurs, les 16 bobines sont divisées en deux groupes parallèles de 8 bobines montées en série.

Nous avons mesuré :

$L_{total} = 21,5$ mH (le bâtonnet de ferrite étant placé dans le guide)

Le champ produit par chaque bobine est :

$2\pi\ in/R_m = H_o$ et comme $H_t \sim 1,8\ H_o$, nous obtenons alors la relation représentée sur la figure 25 entre le courant dans la bobine et le champ produit.

Pour obtenir une précision maximale, aussi bien pour la simulation des grandes vitesses (avion à réaction, fusée, satellite, etc.) que pour celle des vitesses relativement petites (voiture, avion au sol,) il convient d'utiliser au mieux les deux moyens influençant la pente du champ croissant, à savoir la fréquence de répétition et l'amplitude du courant d'excitation.

La production d'un courant linéaire en dents de scie dans une bobine pose des problèmes d'adaptation, surtout en fonction de la fréquence.

On sait que la tension V à appliquer aux bornes de la bobine doit satisfaire pour chaque fréquence de récurrence l'équation :

$$V(t) = Ri + L \frac{di}{dt} \qquad (41)$$

ou R est la résistance ohmique et L l'inductance de la bobine.

Ainsi nous avons réalisé deux générateurs différents, l'un pour une fréquence de travail de 400 Hz, l'autre pour des fréquences de 6,4 kHz et 25,6 kHz. Les deux schémas sont représentés sur la figure 26 et 27.

Grâce au récent développement de la technique des semi - conducteurs nous avons pu réaliser ces montages à l'aide de transistors.

Le générateur de dents de scie basse fréquence (fig. 26) comporte un étage oscillateur bloqué, dont la fréquence est contrôlable par un potentiomètre relié au circuit de la base du transistor 2. Ceci détermine la fréquence de répétition, qui peut, pour plus de stabilité, être synchronisée par impulsions sur la base du transistor 1. La forme des dents de scie se règle par les potentiomètres P2 (linéarité) et P3 (amplitude).

L'adaptation de la bobine d'excitation se fait sur l'autotransformateur de sortie.

La diode en série avec la bobine crée dans celle-ci une composante continue de courant suffisante pour que le courant passe toujours dans le même sens. Elle est shuntée par une capacité permettant en outre l'oscillation libre du système pendant le retour rapide.

Le deuxième générateur (fig. 27) dont la conception est un peu plus compliquée à cause des fréquences de répétition élevées, est

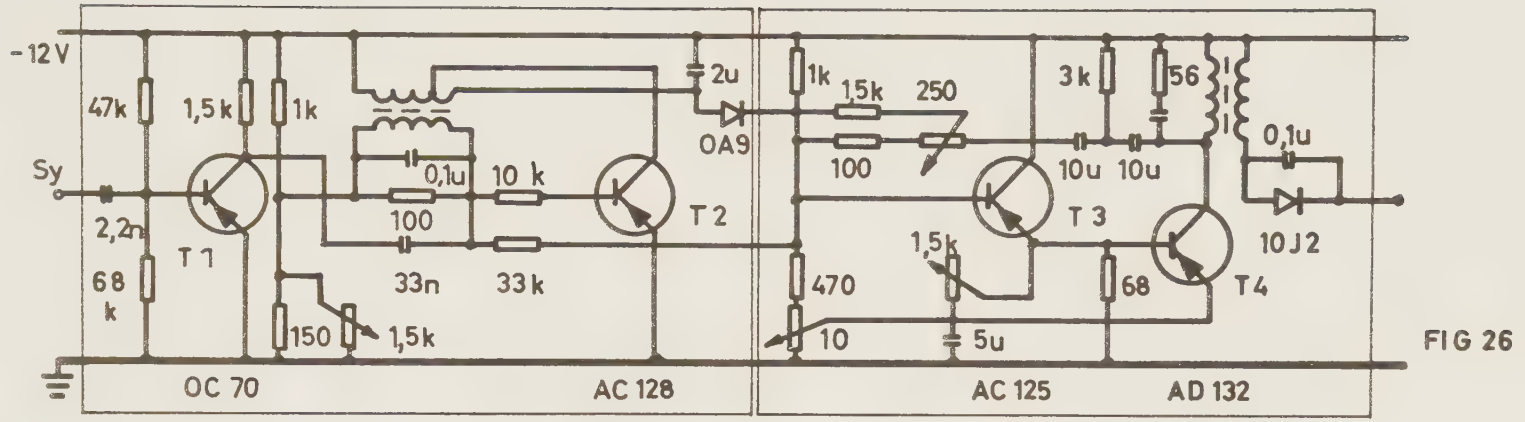

-12V
47k
1,5k
1k
Sy
2,2n
68 k
T 1
0,1u
10 k
100
33n
33 k
150
1,5k
2u
OA9
T 2
OC 70
AC 128
1k
1,5k
250
100
470
10
1,5k
5u
3k
56
10u
10u
T 3
68
T4
0,1u
10J2
AC 125
AD 132

FIG 26

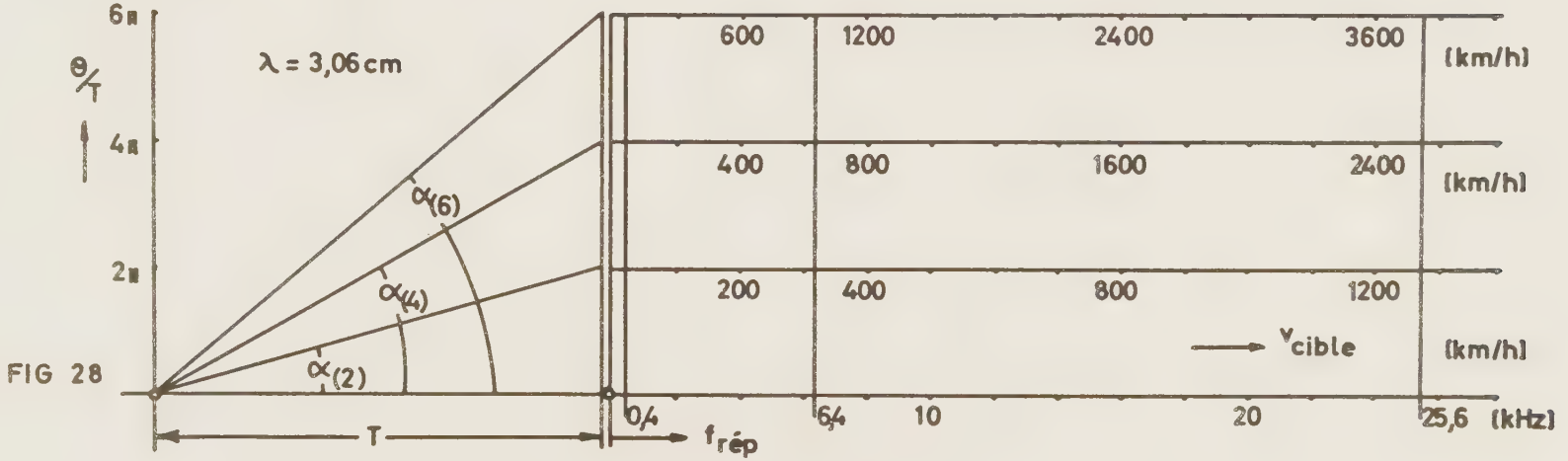

θ/T
6π
4π
2π
λ = 3,06 cm
α(6)
α(4)
α(2)
T
0,4
f rép
600
1200
2400
3600
(km/h)
400
800
1600
2400
(km/h)
200
400
800
1200
(km/h)
V cible
6,4
10
20
25,6
(kHz)

FIG 28

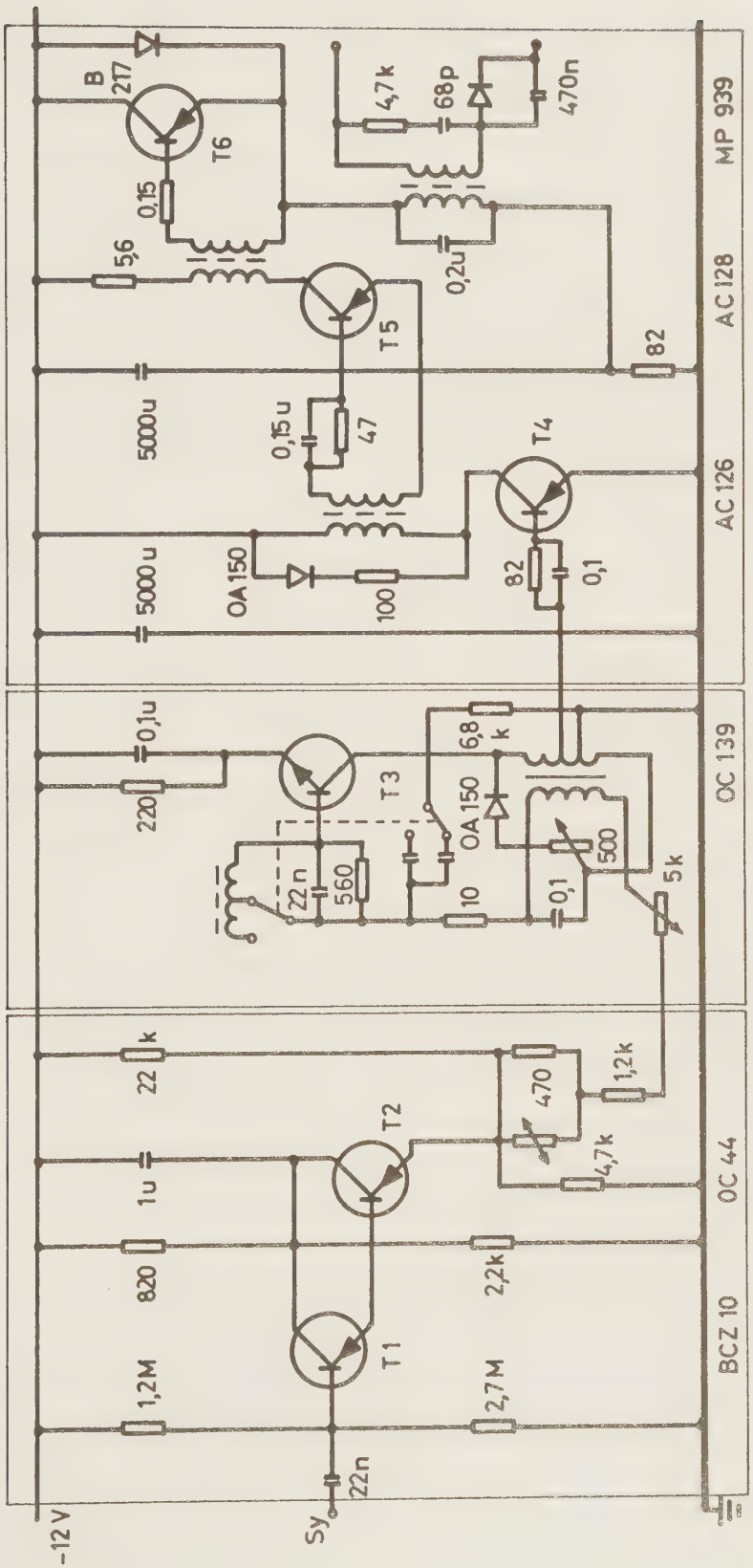

MP 939
AC 128
AC 126
OC 139
OC 44
BCZ 10
-12 V
Sy
T1
T2
T3
T4
T5
T6
B 217
0,15
5,6
4,7k
68p
470n
0,2u
82
5000u
0,15u
47
OA 150
100
0,1
0,1u
220
6,8 k
22n
560
10
500
5k
22 k
1u
820
1,2M
470
1,2k
4,7k
2,2k
2,7M
22n

FIG 27

également réalisé avec des moyens classiques. Comme dans le premier, la fréquence propre est déterminée par un étage oscillateur bloqué, synchronisable par impulsions positives sur la base du transistor 1. Par contre, l'étage final nécessite l'emploi d'une diode de récupération pour utiliser l'énergie renvoyée par l'inductance de charge pendant le cycle négatif. L'ensemble bobine-ferrite est également branché en série avec une diode de polarisation.

3.4.3. Résultats

Nous avons vu que :

$$f'_{doppler} = f(1 \pm v/c)$$

La forme et le sens de notre courant en dents de scie (croissance lente, retour rapide) nous permettent de simuler des cibles qui s'éloignent du poste d'observation. C'est donc le signe négatif que nous devons considérer. Pour le cas du rapprochement il suffirait de retourner le sens de la dent de scie (croissance rapide ; retour lent).

Nous pouvons maintenant aisément calculer les vitesses réelles, simulées par l'appareil dans le cas où des déphasages exactes de 1π, 2π, 3π, 4π, 5π, 6π par dents de scie ont été obtenus, avec des fréquences de répétition de 400 Hz, 6,4 kHz et 25,6 kHz.

La fréquence du signal devient alors :

$$f_{signal} = f_1 - f_2 = \Delta f = f_{rep} \times N/2$$

ou N = nombre de π par dent de scie ; $f_1 = f$ (UHF) et $f_2 = f'_{doppler}$

Puisque :

$$f'_{doppler} = f(1 - v/c)$$

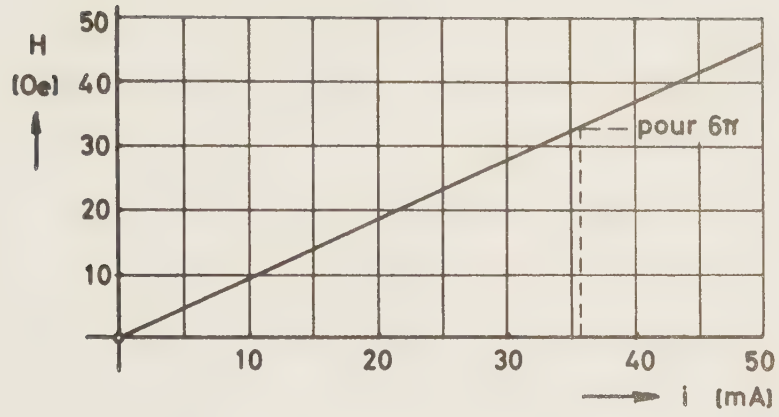


FIG 25

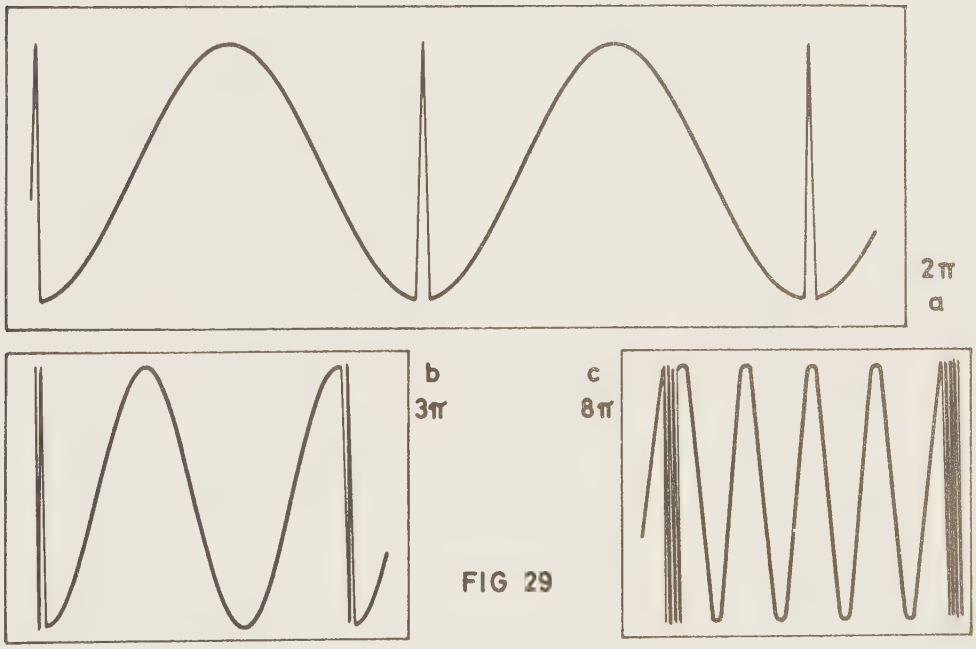


FIG 29

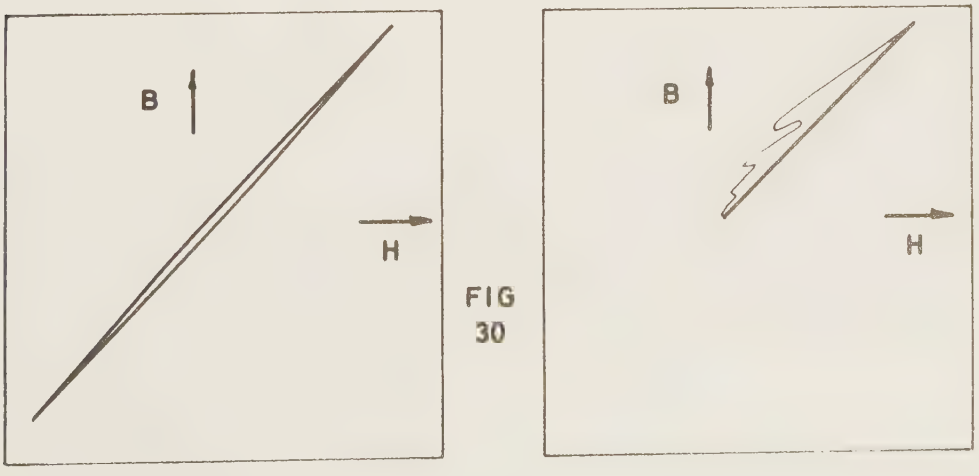


FIG 30

alors : $$v = c \frac{\Delta f}{f} \qquad (42)$$

Cette vitesse correspond à la vitesse de l'image derrière la cible. Pour la cible elle-même on obtient :

$$v_{cible} = v/2 \qquad (43)$$

Les vitesses simulées se calculent aussi facilement par la formule suivante, dans laquelle c'est la longueur d'onde UHF dans l'air λ que l'on utilise :

$$v_{cible} = f_{rep.} \lambda \ N/4 \qquad (44)$$

En effet :

$$v = \frac{c}{f} \Delta f = \lambda \Delta f = \lambda f_{signal}$$

$$v_{cible} = v/2 = \frac{1}{4} \lambda N. f_{rep}$$

Ainsi nous obtenons les trois gammes de vitesses, représentées sur la figure 28.

Sur la figure 29, sont rassemblés quelques oscillogrammes correspondant au cas $f_{rep} = 6,4$ kHz.

Pour montrer la bonne linéarité du balayage, nous avons enregistré la courbe d'hystérésis de l'ensemble bobine-ferrite à la fréquence de 50 Hz jusqu'à un déphasage de $\pm 6\pi$ par période, c'est-à-dire avec un courant sinusoïdal de 50 mA environ dans la bobine d'excitation. Ensuite nous avons répété cette manipulation en balayant la partie positive de la courbe avec le courant en dents de scie de $f_{rép.} = 6,4$ kHz. Les oscillogrammes obtenus sont représentés sur la figure 30.

3.5. MODULATION SINUSOIDALE

Tous les inconvénients liés à l'emploi des courants en dents de scie peuvent être éliminés lorsque l'on réalise un synchronisme parfait entre impulsions de radar et signaux de modulation. Une modulation en courant sinusoïdal à fréquence fixe et égale à la moitié de la fréquence de récurrence des impulsions radar est maintenant possible :

$$f_{sin} = \frac{1}{2} f_{imp.} = f_{rép}$$

A l'aide d'un déphaseur approprié on fait alors varier la position des impulsions radar par rapport aux signaux, à l'intérieur d'une demi-période de la fréquence de modulation, et on remplace pendant la courte durée de l'impulsion, la pente de la courbe par sa tangente dH_a/dt en ce point (fig. 31)

Si $\hat{H}_a$ représente le champ directeur dans l'ensemble ferrite - bobine et H_a le champ maximal produit à chaque cycle, on a :

$$H_a = \hat{H}_a \sin \Omega t \qquad (45)$$

ou $\Omega = 2\pi f_{mod}$ représente la pulsation de la modulation. La tangente en chaque point est alors :

$$\frac{dH_a}{dt} = \Omega H_a \cos \Omega t \qquad (46)$$

En restant sur la partie quasi-linéaire de la courbe d'aimantation, c'est-à-dire pour des valeurs de H_a telles que :

$$0 < H_a < 60 \text{ Oe}$$

et en remarquant que le déphasage Θ ne dépend que de la valeur absolue du champ, on peut exprimer Θ par l'équation :

$$\Theta(t) = \Theta_{max} \left| \sin \Omega t \right| \qquad (47)$$

et par conséquent sa tangente par :

$$\frac{d\Theta}{dt} = \gamma \Omega \Theta_{max} \cos \Omega t \qquad (48)$$

où γ prend la valeur +1 pour

$$2n \frac{T}{2} < t < (2n+1) \frac{T}{2} \qquad n = 0, 1, 2 \ldots$$

et la valeur -1 pour

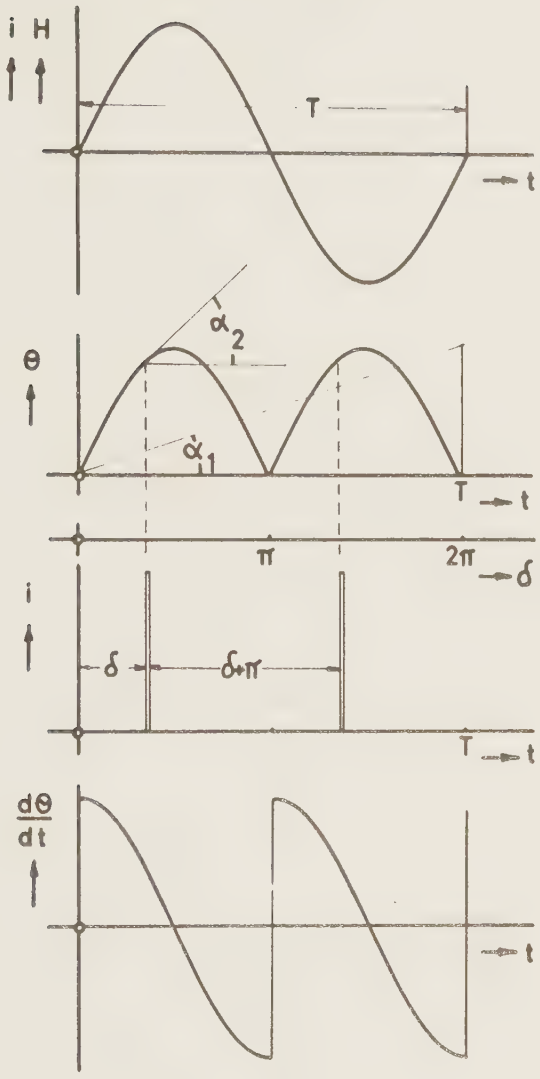
$$(2n+1) \frac{T}{2} < t < (n+1) T \qquad n = 0, 1, 2 \ldots$$

Si δ représente l'angle de phase des impulsions de radar par rapport au signal de modulation (fig. 31), on obtient la variation du déphasage UHF en fonction de δ par :

$$\frac{d\Theta}{d\delta} = \frac{d\Theta}{dt} \frac{dt}{d\delta} = \Theta_{max} \cos \delta \qquad (49)$$

Comme dans le cas de la mdoulation en dents de scie, on peut obtenir une formule très simple pour le calcul des vitesses simulées. Nous avions dans ce premier cas :

$$v_{cible} = \frac{\lambda}{4} N f_{rép} = \frac{\lambda}{4} \operatorname{tg} \alpha_1$$



p.e.

$f_{mod} = 500$ Hz

$f_{imp} = 1000$ Hz

$t_{imp} = 1\ \mu s$

$\frac{t_{imp}}{T_{mod}} = \frac{1}{2000}$

$H_a = \hat{H}_a \sin \Omega t$

$\theta = \theta_{max} |\sin \Omega t|$

$tg\ \alpha_1 = \frac{\theta_{max}}{T}$

$tg\ \alpha_2 = \frac{d\theta}{d\delta}$

FIG 31

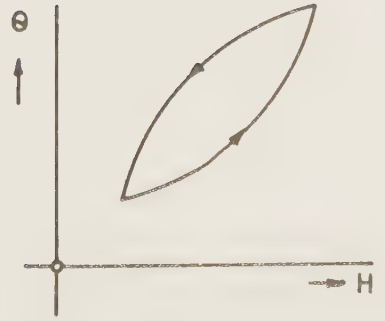


FIG 32

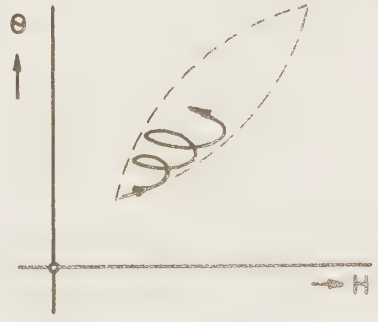


FIG 33

alors que maintenant :

$$v_{cible} = \frac{\lambda}{4} \, tg \, \alpha_2$$

(où α_1 et α_2 sont les angles représentés sur la figure (31)

Finalement :

$$v_{cible} = \frac{\lambda}{4} \, \theta_{max} \, \Omega \cos \delta \qquad (50)$$

La fréquence de récurrence des impulsions radar étant généralement de l'ordre de 1 kHz et leur durée d'environ 1 µs , la condition :

$$f_{mod} = \frac{1}{2} \, f_{imp}$$

conduit à un rapport :

$$\frac{t_{imp}}{T_{mod}} = 1 : 2\,000$$

La valeur de ce rapport justifie l'approximation faite en remplaçant pendant la durée de l'impulsion la courbe d'aimantation par sa tangente.

Chapitre 4

ELIMINATION DE L'HYSTERESIS

Tous les développements précédents ne sont bien entendu valables que si la relation entre champ appliqué et modulation de phase est linéaire.

Malheureusement dans tout circuit comportant des matériaux ferro-magnétiques, on observe toujours un cycle d'hystérésis, même s'il est extrêmement étroit. La rémanence magnétique entraîne un certain retard des signaux ainsi qu'une déformation de ceux-ci, phénomènes particulièrement indésirables, quand l'appareil fait partie d'un équipement métrologique.

C'est pourquoi nous avons imaginé pour nos besoins des procédés destinés à éliminer l'influence de l'hystérésis par des moyens adaptés aux différents cas de modulation.

4.1. "RELAXATION" HAUTE FREQUENCE

Une méthode idéale, mais quelque peu compliquée, consisterait à introduire une "relaxation" haute fréquence, soigneusement évaluée, et appliquée au système de façon permanente conjointement à la modulation basse fréquence. La fréquence de cette relaxation doit être au moins 10 fois plus élevée que celle de la modulation de base pour permettre ultérieurement une bonne séparation par filtrage.

La figure 32 montre un cycle d'hystérésis très exagéré d'un modulateur à ferrite polarisé. La caractéristique de déphasage initial (correspondant à la première aimantation) est supposée linéaire.

Le résultat de l'application de la "relaxation" est démontré sur la figure 33.

Une modulation qui serait dosée d'une façon idéale devrait faire apparaître la valeur moyenne, c'est-à-dire la ligne de symétrie du cycle d'hystérésis. Ceci impose une variation telle que, pour chaque point du cycle, le retard de phase dû à l'hystérésis soit rattrapé.

Même si on considère que cette modulation d'amplitude n'est fonction que du signal de modulation B.F., elle est déjà très difficile à réaliser. De plus, sa valeur doit constamment changer quand on modifie l'excursion en phase ou le champ de polarisation, par exemple.

4.2. "RELAXATION" PAR IMPULSIONS

Un moyen beaucoup plus simple et en même temps plus efficace pour s'affranchir de l'hystérésis nous est offert, si on peut se contenter de corriger seulement une partie des courbes de réponse. Une élimination intermittente du champ rémanent est alors réalisable par l'application d'une "relaxation" sous forme d'impulsions haute fréquence à décroissance exponentielle.

Cette méthode est parfaitement valable pour notre simulateur Doppler à ferrite à modulation sinusoïdale, où seulement le premier et le troisième quart de période du signal de modulation sont exploités.

Comme ce modulateur n'est pas polarisé, le champ directeur passe pour chaque cycle 2 fois par la valeur zéro. Les figures 34, 35 et 36 montrent comment l'effacement de la rémanence peut s'effectuer en appliquant les impulsions de "relaxation" avec une avance sur l'annulation du champ modulateur qui coïncide à peu près avec la durée des impulsions. Ainsi les parties actives (I + III) du cycle de modulation partent toujours de zéro, après une élimination efficace et complète du champ rémanent, en suivant la caractéristique donnée par la courbe de la première aimantation.

FIG 34

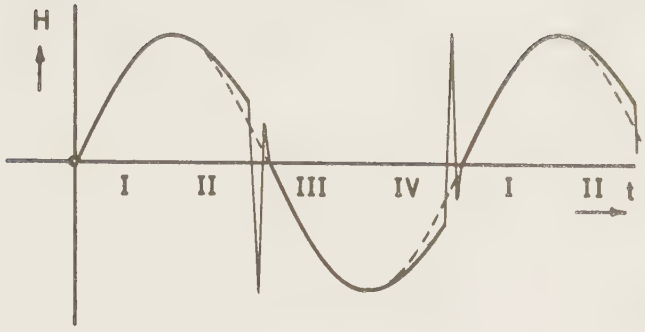


FIG 35

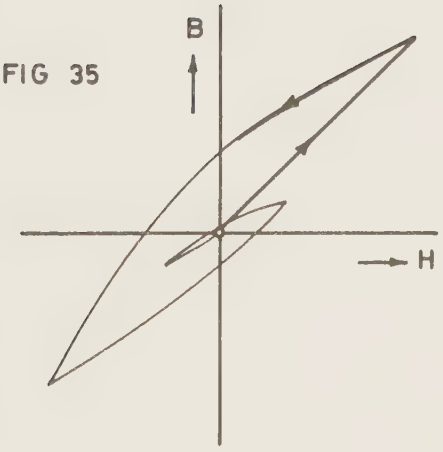
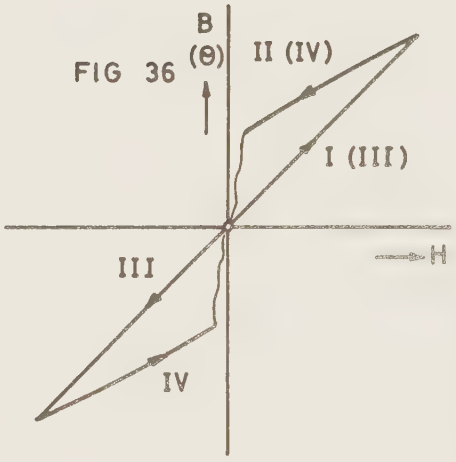


FIG 36



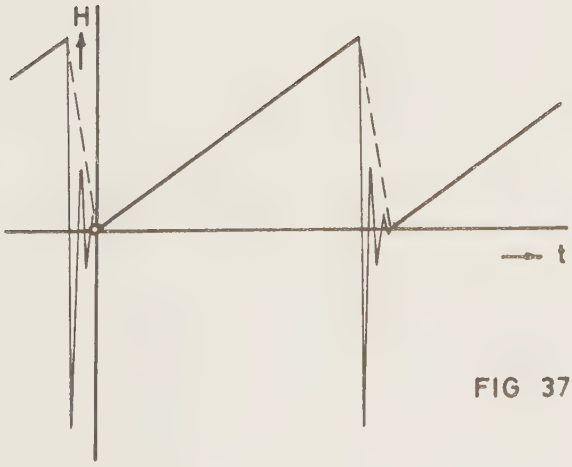


FIG 37

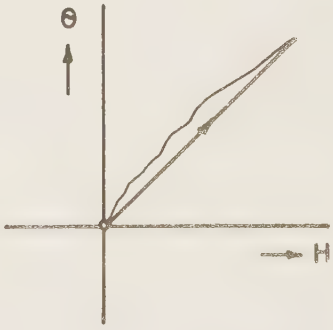


FIG 38

On ne considère pas les retours du champ (II + IV) et la rémanence naturelle introduite par ces retours est effacée à nouveau par l'impulsion suivante.

Toujours en supposant que nous restons sur la section quasi-linéaire de la courbe d'aimantation, les parties corrigées de la modulation prennent alors une vraie forme sinusoïdale dont la pente en chaque point est bien définie. On peut utiliser un montage très simple, mais à condition de réaliser une synchronisation parfaite entre modulation en champ et déclenchement des impulsions.

4.3. "RELAXATION" NON SYNCHRONISEE

Une application particulière de ce principe est réalisée avec le modulateur en dents de scie (fig. 37 et 38), ce qui apporte une simplification considérable du fait qu'il n'est plus nécessaire de synchroniser les impulsions avec le champ.

Ici, les impulsions de "relaxation" sont fournies directement par les retours rapides des dents de scie, quand on fait le nécessaire pour que les oscillations provoquées par les surtensions aux instants de la coupure ne soient pas trop amorties. Ainsi un effacement automatique est assuré après chaque cycle de travail.

4.4. MODULATION A CHAMP REMANENT

Les procédés d'élimination du champ résiduel réalisés avec des moyens plus ou moins "classiques" ont encore un inconvénient: une augmentation sensible des pertes d'hystérésis due à de multiples changements d'aimantation avec quelquefois des cycles d'hystérésis superposés les uns aux autres.

Pour la réalisation des déphasages relativement petits mais extrêmements stables, adaptés plus spécialement à nos méthodes de

plages dont l'étude sera faite dans les chapitres suivants, nous avons développé un nouveau modulateur de phase à ferrite caractérisé surtout par l'absence absolue de tout effet d'hystérésis. Ici, le champ rémanent, qui nous gênait, permet de réaliser maintenant une modulation grâce à un disque de ferrite en rotation à l'intérieur du guide d'onde UHF.

Sur la figure 39, la comparaison est faite entre une caractéristique fournie par un bâton de ferrite aimanté longitudinalement et celle, obtenue par aimantation transversale du même échantillon. Pour trouver une bonne explication de la très grande différence entre les deux courbes à faible champ une trop grande importance avait été accordée à l'influence des facteurs géométriques de démagnétisation. En réalité, on obtient la même image générale, aussi bien pour un bâton de ferrite que pour un disque, qui est placé perpendiculairement au plan de l'onde.

Ce disque, dont le bord peut être aminci pour une adaptation optimum, a subi une aimantation préalable suivant un diamètre principal (fig. 40). Il est monté sur un axe en matière isolante, permettant une rotation à l'intérieur du guide (fig. 41 a et 41 b). Comme moyen d'entraînement, une turbine à air a été choisie, afin d'éviter tout champ magnétique pouvant perturber l'induction rémanente liée au disque.

Le flux résultant change alors périodiquement sa direction par rapport à l'onde progressive et module la vitesse de phase de celle-ci entre les deux valeurs limites correspondant à Θ_{mod} sur la fig. 39

Par suite de la réciprocité du phénomène chaque rotation du disque produit deux périodes complètes de modulation.

Le cycle d'hystérésis du matériau ferromagnétique, dans lequel le disque a été taillé, devrait être aussi rectangulaire que possible, afin d'obtenir un maximum d'induction rémanente, c'est-à-dire un signal de modulation optimum.

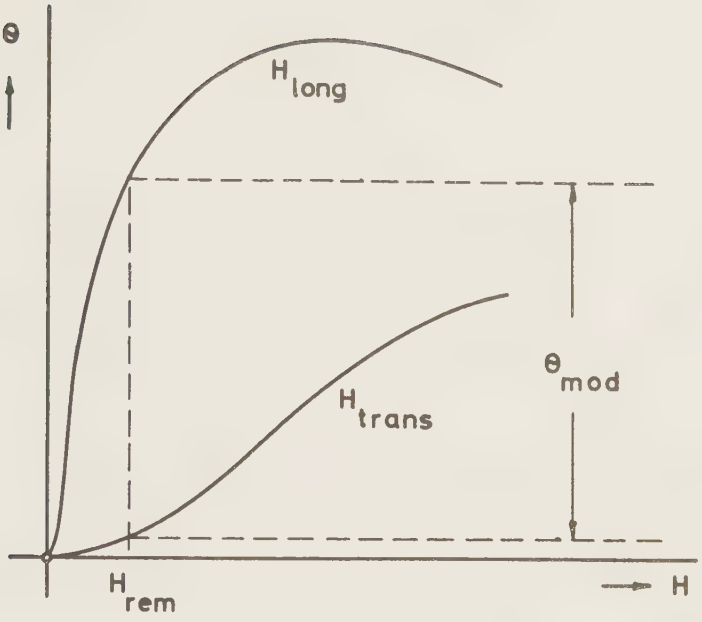


FIG 39

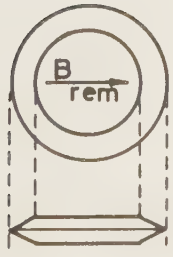


FIG 40

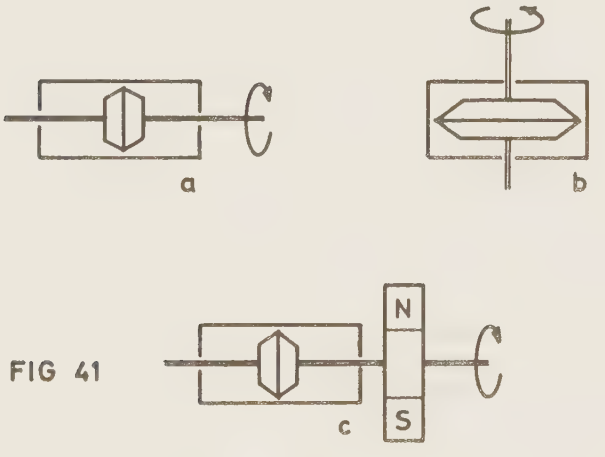


FIG 41

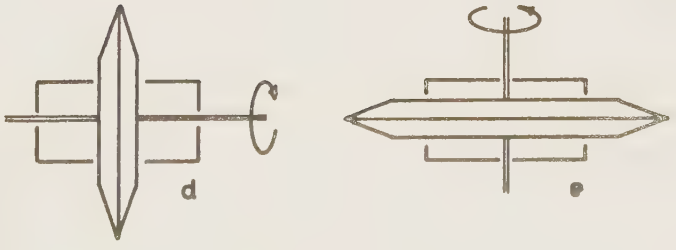


FIG 41

Il est évident que seuls de petites excursions de phase peuvent être réalisées, tant que le diamètre du disque reste inférieur aux dimensions transversales du guide. Pour élargir la plage de déphasage on devrait, soit augmenter le champ régnant dans le ferrite, soit agrandir le diamètre du disque.

Une élévation du champ pourrait être obtenue en faisant tourner en synchronisme avec le disque, sur le même axe d'entraînement mais à l'extérieur du guide, un aimant permanent, dont les lignes de champ se refermeraient à travers le disque modulateur (fig. 41 c)

Le poids considérable de l'aimant alourdirait d'une façon sensible le système d'entraînement et s'opposerait à l'obtention de vitesses de rotation élevée. D'autre part, si on considère les caractéristiques de la figure 39, on voit que l'augmentation du champ est limitée , puisque les deux courbes se rapproche rapidement. C'est pourquoi l'autre solution, beaucoup plus simple, a été adoptée.

En effet, on obtient une très bonne réponse en utilisant un disque plus grand qui tourne à travers les fentes taillées symétriquement dans les parois du guide, comme nous l'avons montré schématiquement sur les figures 41 d et 41 e.

Dans le but d'éviter des perturbations excessives des champs UHF par l'introduction des fentes, une seule condition est à respecter :

- l'épaisseur du disque doit être supérieure à une valeur critique qui correspond sensiblement au diamètre d des bâtons de ferrite donné par l'équation (9)

En outre, une valeur limite de l'épaisseur est aussi définie , qui s'accorde assez bien avec l'équation (36) donnée plus haut.

Les performances du nouveau modulateur de phase peuvent être comparées à celles d'un modulateur polarisé classique, mais il n'y a ni perte d'hystérésis, ni dédoublement des caractéristiques ni champ de polarisation. La plage de l'excursion reste parfaitement stable, tant que le champ rémanent n'est pas modifié. Une protection contre des champs extérieurs est alors recommandable.

Un certain nombre de configurations de signaux sont réalisables en masquant d'une façon appropriée le disque pendant l'aimantation. Une magnétisation linéaire suivant un diamètre principal correspond, par exemple, à un signal de modulation sinusoïdale. Des fréquences de modulation allant jusqu'à 4 000 Hz ont été obtenues.

Chapitre 5

EMPLOI DU SIMULATEUR DOPPLER A FERRITE DANS UNE METHODE DES PLAGES [14]

Le simulateur DOPPLER à ferrite semble particulièrement bien destiné à servir dans les méthodes utilisées pour la détermination des maxima et minima d'ondes stationnaires en créant des "plages" symétriquement autour de la valeur à mesurer.

Nous avons entrepris une série d'expériences ayant pour but un examen détaillé du comportement des ferrites dans un tel dispositif et modifié notre simulateur DOPPLER pour la réalisation d'une adaptation efficace.

5.1. INTERET DE LA METHODE DES PLAGES

Dans les méthodes métrologiques, où il s'agit de déterminer la valeur d'un paramètre (distance, angle, etc.) qui fournit la valeur minimale (ou maximale) d'un signal dont la loi de variation est parabolique aux environs de la position recherchée, une source d'erreur est souvent introduite par la lecture d'un pointage direct de ce minimum (ou maximum).

Il est donc avantageux, au lieu d'essayer de pointer directement un minimum dans un système d'ondes stationnaires par exemple, d'opérer un décalage contrôlé de celui-ci et de comparer les intensités correspondant aux points M et N de la figure 42; on mesure la différence des intensités trouvées en ces points, qui passe par la valeur zéro pour le pointé exact du minimum en question.

FIG 42

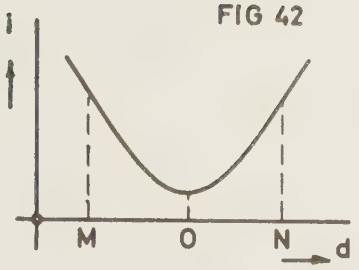
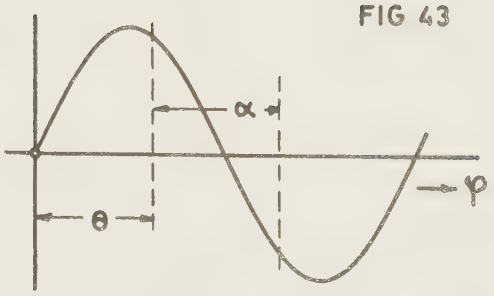


FIG 43



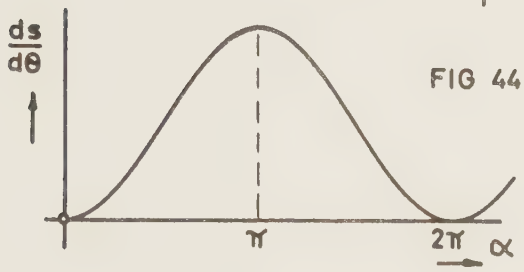


FIG 44

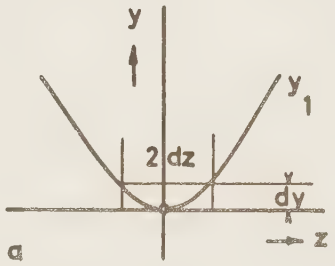


FIG 45

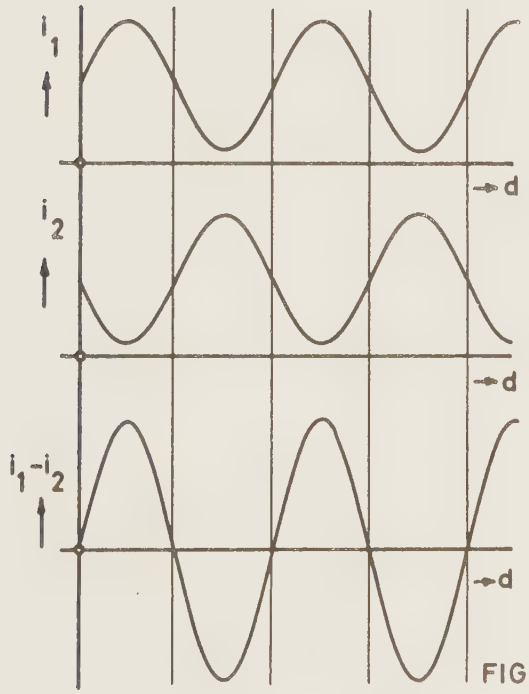
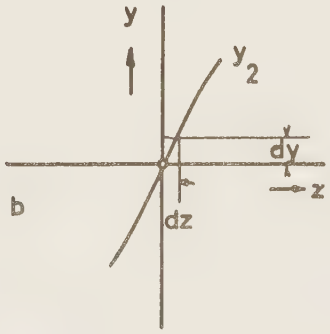


FIG 46



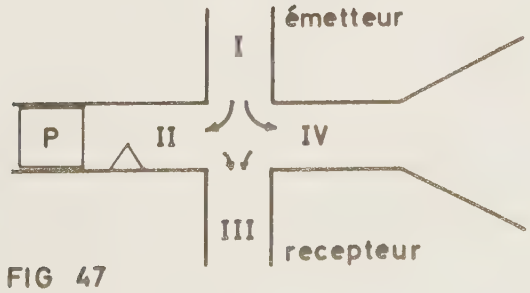
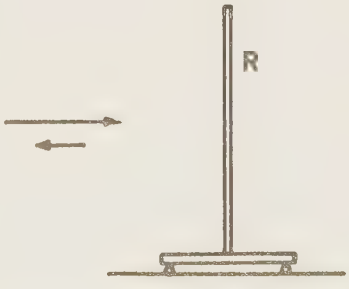


FIG 47



Ainsi la position recherchée est déterminée par une véritable méthode de zéro, qui est naturellement beaucoup plus précise que le repérage du minimum par mesure directe.

La valeur optimale du décalage symétrique est donnée par le maximum de sensibilité obtenu.

Si α représente "l'ouverture des plages" comptée en angle de phase et mesurée en radian (fig. 43), on obtient, par exemple, pour une loi d'intensité sinusoïdale, un signal :

$$s = \sin \Theta - \sin (\Theta + \alpha) \qquad (51)$$

alors une dépendance :

$$\frac{ds}{d\Theta} = 2 \sin \frac{\alpha}{2} \sin (\Theta + \frac{\alpha}{2}) \qquad (52)$$

et pour la sensibilité de la détection en fonction de α des maxima pour : (fig. 44)

$$\alpha = (2m-1)\pi \qquad m = 1, 2, 3, ..$$

En adoptant cette valeur, on peut dire qu'on remplace la mesure d'une grandeur obéissant à une loi :

$$y_1 = A(1-\cos \frac{2\pi}{\lambda} z) \text{ au voisinage de } z = 0 \qquad (53)$$

par une autre obéissant à :

$$y_2 = A(\sin \frac{2\pi}{\lambda} z) \text{ au voisinage de } z = 0 \qquad (54)$$

Ces formules font bien ressortir l'intérêt de la méthode des plages : la sensibilité, exprimée par la pente de chaque courbe de la figure 45 aux environs de $z = 0$, est nulle en opérant directement, et très grande et maximale quand on travaille avec une "ouverture des plages" appropriée.

La lecture des différences entre les deux valeurs de plages le long du système d'ondes stationnaires (fig. 46) montre alors, au lieu des maxima et minima, des passages par la valeur zéro.

Mais pour que cette méthode soit efficace, il faut que les décalages apportés par l'insertion du dispositif de plages soient symétriques. Autrement dit, si φ_1 et φ_2 caractérisent les grandeurs de deux variations de phase successives rapportées à la phase d'un minimum par exemple (ce qui peut se faire avantageusement à basse fréquence), on doit avoir :

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 0 \qquad (55)$$

Ce but est facile à atteindre en polarimétrie(méthode employée par BERGSTRAND [15] dans la mesure optique de la vitesse de la lumière), mais difficile dans un système d'ondes stationnaires, si l'on veut conserver une précision métrologique.

5.2. INTERFEROMETRE DE FROOME [16]

Nous avons essayé d'adapter notre simulateur DOPPLER , fonctionnant comme modulateur de phase, à la première méthode de détermination de la vitesse de propagation d'ondes électromagnétiques décrite par K.D. FROOME.

Cet interféromètre utilise des ondes centimétriques et se distingue par une remarquable simplicité de montage (fig. 47)

Un klystron stabilisé émet une onde de λ = 1,25 cm à travers un guide d'ondes vers un T-magique (T) ou elle est divisée en deux parties égales vers les bras II et IV. Après deux réflexions , l'une sur le piston ajustable (P), l'autre sur le réflecteur mobile (R) à l'extérieur du guide, les deux ondes partielles sont renvoyées vers (T) où elles sont à nouveau divisées en deux parties égales vers les bras I et III.

Dans le bras III, une interférence se produit et peut être détectée. En déplaçant le réflecteur (R), on observe un minimum de courant chaque fois que la différence de phase atteint la valeur exacte de π . La mesure de ce déplacement permet alors de déterminer la longueur d'onde dans l'air. Après adaptation de ce résultat pour le vide, on obtient la vitesse de la lumière.

D'ores et déjà cette méthode a prouvé une extrême précision mais les positions des minima sont ici encore obtenues par pointage direct. A défaut d'un système des plages, semblable à celui de BERGSTRAND en polarimétrie, FROOME a amélioré sa méthode précédente en réalisant un montage symétrique. Cette deuxième détermination de c a été obtenue au prix d'un appareillage plus complexe et de fréquences de travail plus élevées.

Il nous reste à prouver, que par l'introduction d'un système de plages efficace, en gardant à l'interféromètre toute sa simplicité initiale, un meilleur résultat, c'est-à-dire une précision accrue , peut être obtenue; et ceci en opérant avec des ondes dans la bande X qui sont très faciles à produire et à utiliser et pour lesquelles des ferrites appropriés sont à notre disposition.

5.3. ADAPTATION A L'INTERFEROMETRE

La figure 48 montre le schéma d'une méthode d'adaptation du simulateur DOPPLER à l'interféromètre de FROOME. Le réflecteur (R) se trouve ici remplacé par un guide d'ondes comportant le modulateur de phase. Ce guide est muni d'un cornet identique à celui de l'émission qui lui fait face, et d'un piston d'accord réglable (P').

Le simulateur DOPPLER à ferrite est soumis à un système d'ondes stationnaires. Il doit créer un déphasage périodique de l'énergie UHF, avec une "ouverture de plages" de l'ordre de $\pi/2$ ce qui correspond à $\lambda/4$ dans le système d'ondes stationnaires.

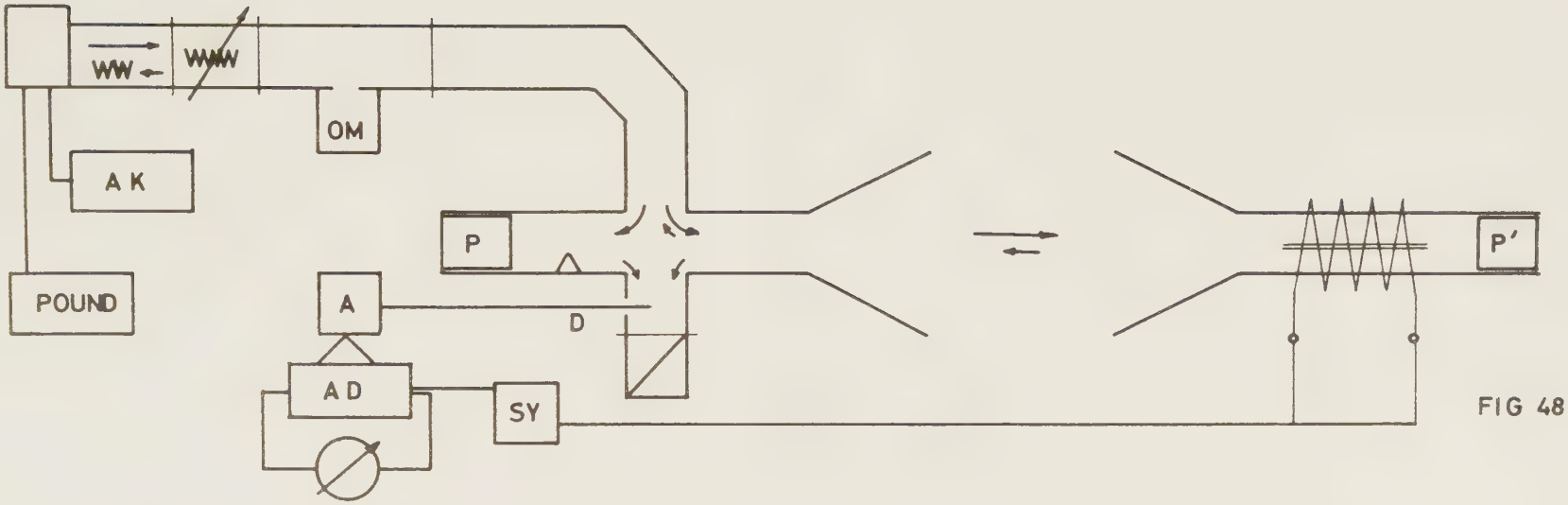

WW
WWW
OM
A K
POUND
P
A
D
AD
SY
P'

FIG 48

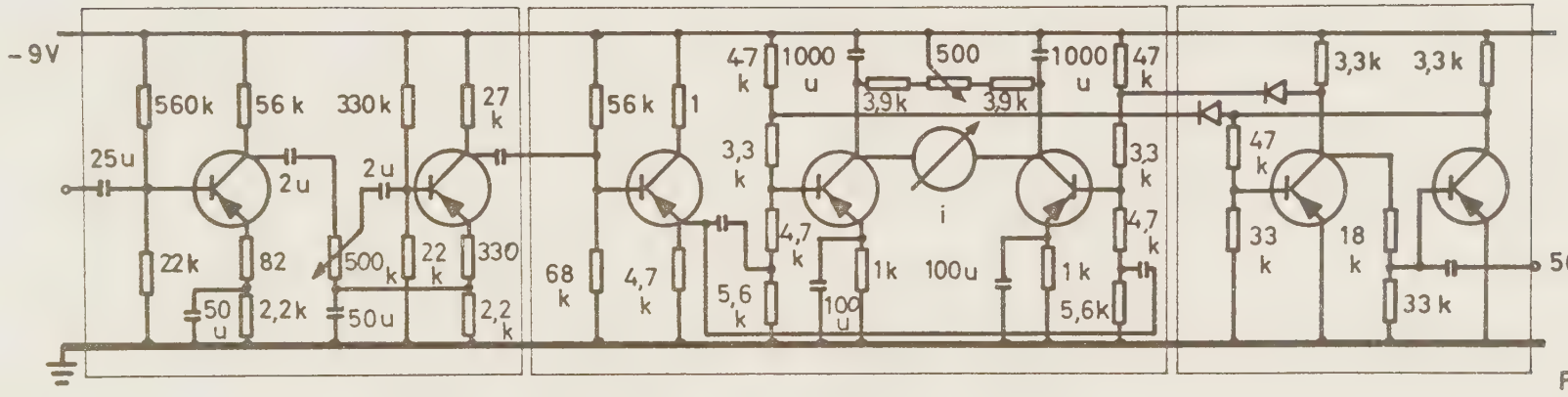

-9V
560k
56 k
330k
27 k
25u
2u
2u
22k
82
500k
22 k
330
50 u
2,2k
50u
2,2 k
56 k
1
68 k
4,7 k
47 k
1000 u
500
1000 u
47 k
3,9k
3,9k
3,3 k
3,3 k
4,7 k
4,7 k
i
5,6 k
1k
100u
100 u
1 k
5,6k
3,3k
3,3 k
47 k
33 k
18 k
33 k
50 Hz

FIG 50

L'interférence détectée dans le bras récepteur n'est plus alors un signal continu dont le niveau varie en fonction du déplacement de (R), mais un signal modulé en amplitude résultant de la variation de phase imposée à l'onde dans le réflecteur.

Ce signal de détection est, soit à la même fréquence que celle du champ appliqué au ferrite, soit au double de celle-ci, suivant la position de la sonde par rapport au système d'ondes stationnaires. Les signaux obtenus par une lecture de la détection en position 1 à 4 ($d_o = 0, -\pi/2, \pi/2, \pi$) sont représentés sur la figure 49. Ils ne peuvent évidemment pas être exactement sinusoïdaux, surtout avec une "ouverture de plages" considérable comme notre cas l'exige.

Mais si l'on considère que le courant détecté le long de l'onde stationnaire au repos se rapproche d'une loi sinusoïdale (ce qui est seulement le cas pour un faible TOS), on peut écrire :

$$i = i_o + i_m \sin d$$

et $$d = d_o + B \sin \omega t$$

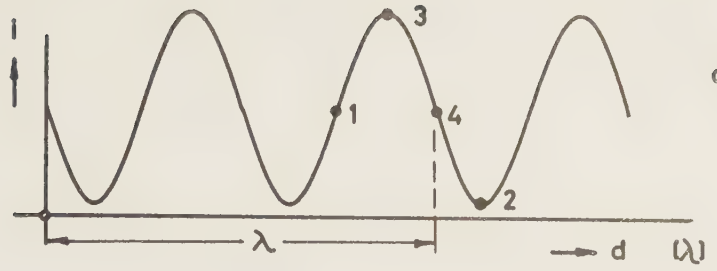
alors : $$i = i_o + i_m \sin (d_o + B \sin \omega t)$$

$$i = i_o + i_m \sin d_o \cos (B \sin \omega t) + \cos d_o \sin (B \sin \omega t)$$

et on obtient une réponse du courant de détection de la forme :

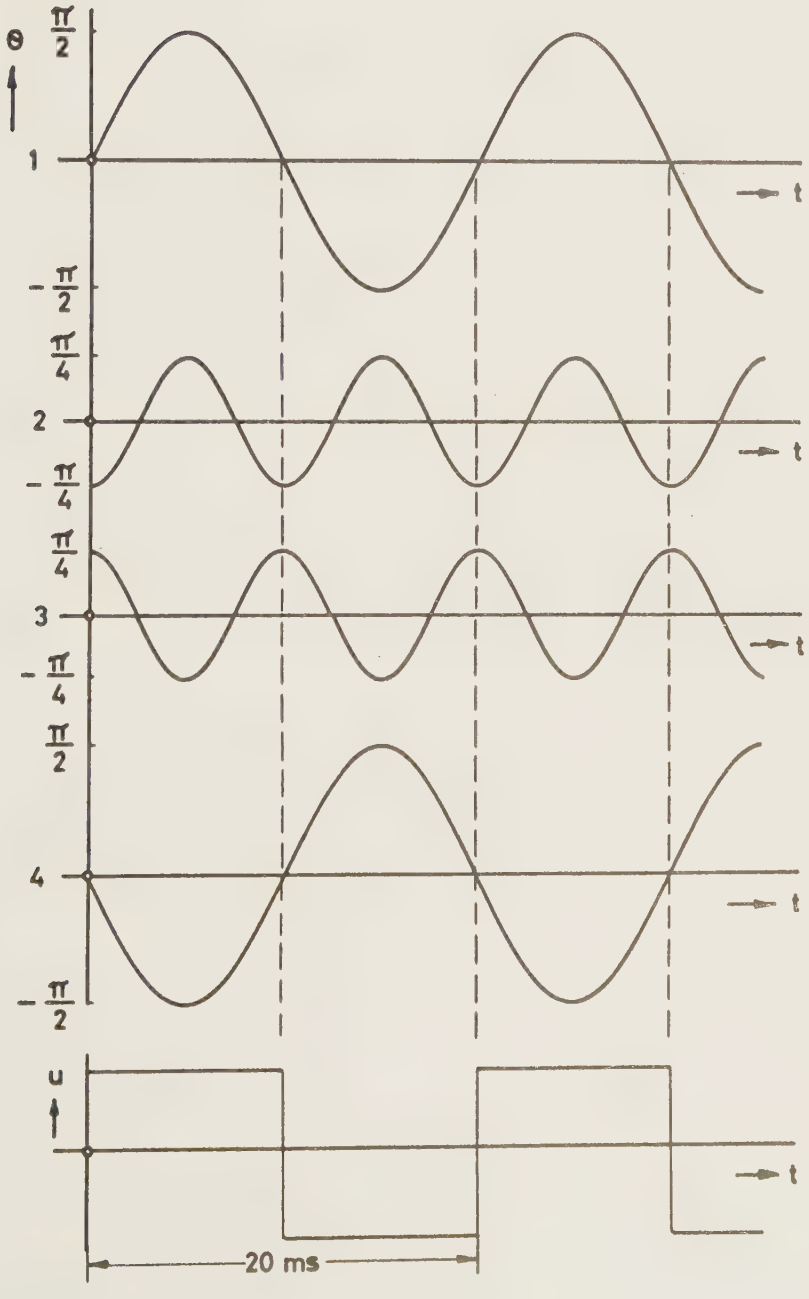
$$i_{det} = i_o + i_m \sin d_o \sum_{k=0}^{\infty} 2 J_{2k} (B) \cos 2k \omega t + \\ + i_m \cos d_o \sum_{k=0}^{\infty} 2 J_{(2k+1)} (B) \sin (2k+1) \omega t \qquad (56)$$

Pour que cette relation soit valable, il est nécessaire de faire deux autres approximations : la détection doit être linéaire (ce qui n'est pas le cas) et la modulation de phase ne doit pas être déformée par l'hystérésis du matériau ferromagnétique.



onde stationnaire

FIG 49a



déphasage obtenu en position :

1 à 4

1) $\sum_{0-T/2} i = \frac{i_{max}}{\sqrt{2}}$

2) $\sum_{0-T/2} i = 0$

3) $\sum_{0-T/2} i = 0$

4) $\sum_{0-T/2} i = \frac{i_{max}}{\sqrt{2}}$

synchro:

50 Hz

FIG 49b

Toutes ces approximations pourraient laisser penser que la méthode de mesure n'est pas rigoureuse, si elle était fondée sur la détermination de la valeur exacte du courant. Mais comme nous utilisons une méthode de mesure différentielle, cette valeur n'a qu'une importance secondaire. Ce qui importe, c'est de pouvoir compenser une partie du signal par une autre ayant une amplitude égale et un signe opposé.

En effet, le signal détecté est amplifié en (A) et envoyé simultanément sur les deux entrées d'un amplificateur différentiel (AD) Celui-ci est commandé, en synchronisme avec la modulation du simulateur, par un générateur de signaux carrés qui bloque alternativement par demi-périodes l'une ou l'autre des deux parties symétriques.

Les "plages" sont alors créées par une intégration demi-périodique du courant de détection, dont les valeurs individuelles sont constamment comparées entre elles dans l'instrument de mesure (galvanomètre). Le schéma détaillé de notre installation expérimentale est représenté sur la figure 50.

On obtient un passage à zéro chaque fois que la sonde détectrice se trouve sur un minimum ou sur un maximum des ondes stationnaires, c'est-à-dire en position 2 ou 3 de la figure 49 a. Corrélativement on obtient les déviations maximales du galvanomètre en position 1 et 4.

5.3.1. Le modulateur

Le modulateur de phase incorporé dans le système réflecteur présente tous les caractéristiques du simulateur DOPPLER, la longueur du bâton de ferrite étant toutefois réduite.

En effet, pour obtenir le faible déphasage qui est nécessaire, on peut soit réduire la longueur du bâton, soit diminuer l'intensité du champ appliqué. La première mesure fait diminuer les pertes d'insertion, la deuxième la linéarité du déphasage.

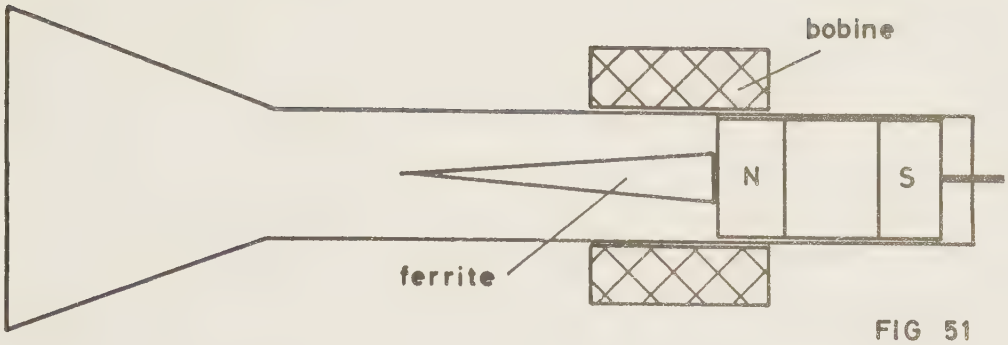


FIG 51

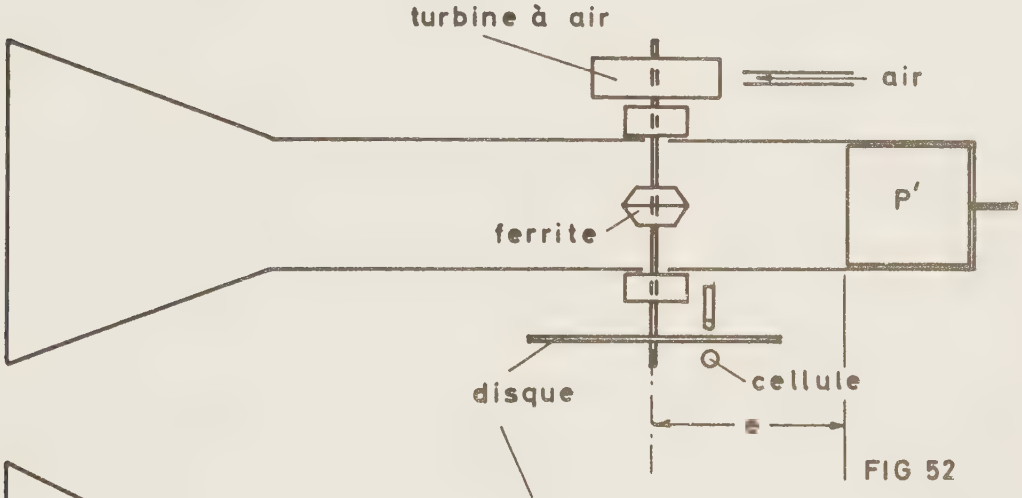
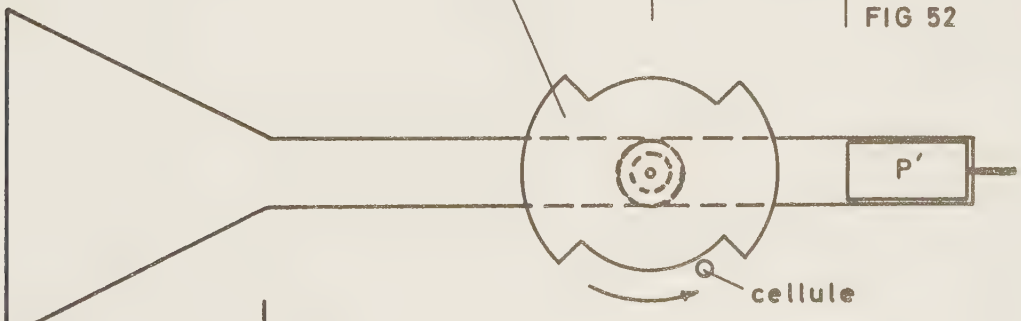


FIG 52



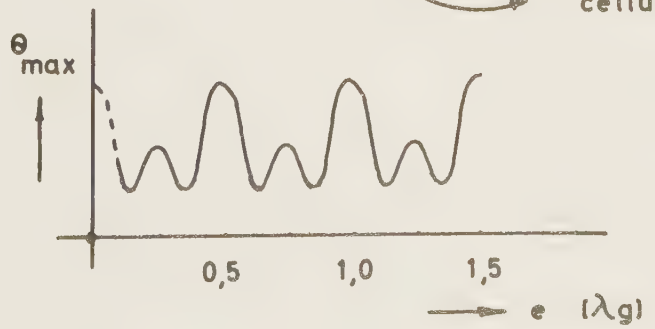


FIG 53

En travaillant dans un système d'ondes stationnaires, où les déphasages produits par le passage de l'onde dans les deux directions s'ajoutent, un déphasage total de $\pi/2$ ne nécessite qu'une plage linéaire de $\pi/4$ sur la caractéristique du simulateur. Nous avons trouvé qu'avec une longueur effective de bâton de $l = 2,5$ cm et un champ de polarisation de $H_o = 65$ Oe, la plage quasi-linéaire de la courbe d'aimantation est de l'ordre de $\pm 3\ \pi/2$ (même ferrite que pour le S.D.).

Le champ de polarisation doit être extrêmement stable. Un tel champ créé par un courant continu demanderait de grands moyens de stabilisation et augmenterait forcément la dérive thermique introduite par les pertes ohmiques dans la bobine. Pour éviter cela et pour obtenir en même temps une adaptation optimale, nous avons construit le réflecteur représenté sur la figure 51.

Le champ H_o est fourni par un aimant permanent dont les lignes de champ se referment à travers un cône de ferrite. Le diamètre maximal du cône ($d = 0,78$ cm) dépasse largement la valeur critique de l'équation (9). Ainsi la réflexion totale de l'onde se fait entièrement à l'intérieur du matériau ferromagnétique, à un endroit où par définition, le champ magnétique UHF possède un maximum.

L'aimantation permanente se distribue sur toute la longueur du cône de telle manière que la pointe se trouve pratiquement en dehors du champ et que le flux croît avec le diamètre du bâton de ferrite. Des conditions presque idéales d'adaptation et de réponse sont ainsi conjointement réalisées.

La bobine de modulation entoure le guide au niveau de la partie large du bâton de ferrite; l'asymétrie géométrique de l'ensemble est compensée par la réciprocité du dispositif.

5.4. AMELIORATION DU DISPOSITIF

Un examen critique de la réalisation représentée sur la figure 48 nous a amené à faire des modifications destinées à améliorer cette méthode d'adaptation. Pour ce faire, nous avons apporté un soin particulier à :

a) l'élimination de l'hystérésis
b) la réalisation d'un déphasage absolument linéaire
c) l'augmentation de la linéarité de détection
d) l'augmentation de la sensibilité du système détecteur
e) la réalisation d'un TOS faible
f) la réalisation d'un amplificateur différentiel à symétrie parfaite

5.4.1. Le modulateur

L'élimination de l'hystérésis est réalisée en même temps que l'obtention d'un déphasage absolument linéaire par l'introduction du modulateur à champ rémanent, dont le principe est décrit au paragraphe 4.4. De plus, il est ici équipé d'un système de synchronisation qui fournit les signaux nécessaire à la commande de l'amplificateur différentiel du système de détection.

Un schéma de cet ensemble est représenté sur la figure 52. Le diamètre du disque modulateur est inférieur à la hauteur du guide, mais suffisamment grand pour produire le déphasage réciproque de $\pi/2$ nécessaire (ferrite Mg-Mn-Al-CNRS-Bellevue)

La figure 53 montre la variation de la profondeur de modulation en fonction de la distance moyenne (e) entre le disque et la surface réfléchissante du piston P'. On voit sur cette figure qu'un réglage de l'excursion de phase est possible par ajustage du piston sans retoucher au champ rémanent du ferrite.

D'autre part, un disque de synchronisation d'assez grand diamètre à secteur tournant qui coupe par quart de période la lumière incidente sur la cellule photoélectrique, est fixé sur le même axe d'entraînement que le disque modulateur. Les signaux rectangulaires ainsi obtenus sont envoyés vers un amplificateur différentiel (AD).

Ce modulateur, agissant en réalité comme un générateur sinusoïdal, garantit une linéarité absolue du déphasage.

On aurait pu aussi, en utilisant le modulateur plus classique de la figure 51, s'affranchir de l'hystérésis par l'application d'une "relaxation " haute fréquence, comme on l'a vu au paragraphe 4.1. Les difficultés d'une telle réalisation ne sont pas compensées par l'avantage retiré de l'absence d'un système mécanique comme celui du modulateur à champ rémanent. Aussi ne peut on pas, par ce moyen, même dans les meilleurs conditions, atteindre une linéarité parfaite du déphasage, parce que les caractéristiques des ferrites utilisés ne permettent qu'une approximation.

Comme cette linéarité absolue est souhaitable pour que les passages aux points zéro (2 et 3 sur la figure 49 a) se trouvent tous à égale distance les uns des autres, le choix du modulateur mécanique est justifié.

Aucun "déplacement de noeuds" dû à une asymétrie de modulation ne peut se produire et les maxima aussi bien que les minima de l'onde stationnaire peuvent être pointés. On obtient alors quatre points de mesure par longueur d'onde (au lieu de deux dans les méthodes classiques à pointage direct). Autrement dit, en ce qui concerne la précision de mesure, on obtient le même résultat que si l'on a doublé la fréquence de travail. On se rapproche donc sensiblement des conditions réalisées par FROOME avec $\lambda = 1,25$ cm.

5.4.2. La détection

Les non-linéarités de la détection (fig. 23) ont tendance à arrondir les minima du courant de détection, ce qui est néfaste dans le cas du pointage direct.

Dans notre cas où l'on voudrait obtenir un signal de détection symétrique (sinusoïdal par exemple) cette déformation présente plutôt un avantage. En effet, on cherche ici à compenser l'asymétrie de l'enveloppe de l'onde stationnaire par la forme parabolique de la caractéristique de la diode.

Cette enveloppe dont la forme est décrite par l'équation :

$$i = i_{max} \sqrt{\cos^2 \left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) + m^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \qquad (57)$$

ou $m = i_{min}/i_{max}$; et z = la direction de propagation ,on se rapproche déjà assez bien d'une forme sinusoïdale si m tend vers l'unité sans pourtant l'atteindre, c'est-à-dire pour un TOS faible.

Par augmentation du niveau de l'onde directe dans le bras de détection, sans changer les autres paramètres, on obtient automatiquement une diminution du TOS. En même temps la plage de détection est située sur une partie plus linéaire et de pente plus élevée de la caractéristique i/u de la diode.

Pour y parvenir, on est tenté de supprimer le Té-magique dans le montage hyperfréquence.

Ce Té, qui représentait dans l'interféromètre de FROOME un élément primordial (correspondant à la lame semi-argentée dans l'interféromètre de MICHELSON [17], n'a plus, dans notre cas , un rôle important. Comme l'énergie en provenance du cornet réflecteur se distingue maintenant de toutes autres réflexions parasites par sa modulation de phase, elle peut être détectée (amplificateur sélectif, détecteur synchrone), même à très faible niveau. Il n'est plus nécessaire maintenant d'ajuster les niveaux des ondes partielles puisqu'on ne cherche plus à obtenir des minima pointus.

En plus d'une grande simplicité de montage, on gagne un facteur 4 dans la sensibilité du système qu'augmente encore le gain plus élevé de la détection (limité toutefois par le rapport signal sur bruit de la diode et sa dissipation maximale admissible).

Le résultat de ces modifications de montage est représenté sur la figure 54.

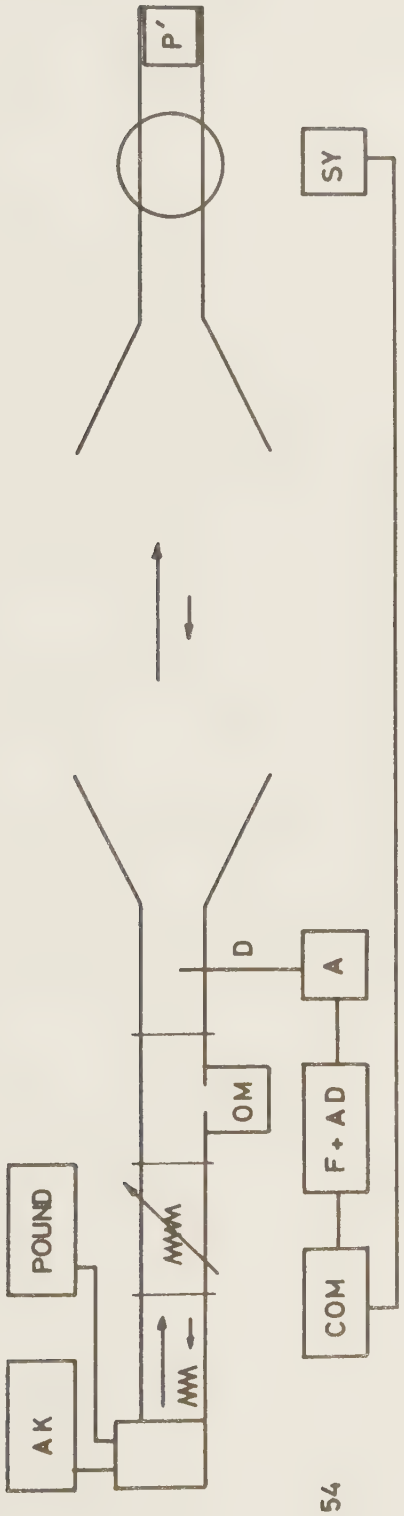

P'
SY
AK
POUND
OM
D
A
F+AD
COM

FIG 54

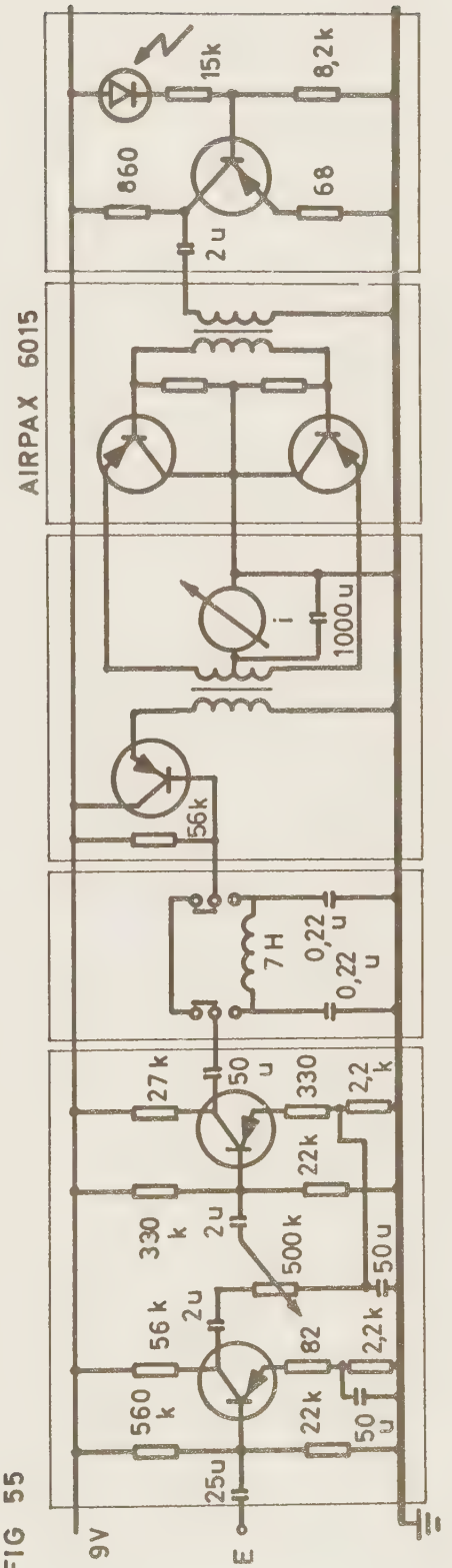

AIRPAX 6015
15k
8,2k
860
68
2u
56k
1000u
7H
0,22 u
0,22 u
27k
50 u
330
2,2 k
22k
330 k
2u
500k
50u
56 k
2u
560 k
82
2,2k
22k
50 u
25u
-9V
E

FIG 55

5.4.3. L'amplificateur différentiel

La figure 55 montre en détail le schéma expérimental de cette méthode. Le signal détecté est envoyé dans l'amplificateur à deux étages qui est le même que dans la méthode précédente (fig. 48) Le signal amplifié passe à travers un filtre passe-bas (F) qui peut être court-circuité, et arrive à l'unique transistor de l'amplificateur différentiel à symétrie parfaite. Ce transistor travaille alternativement comme élément amplificateur de l'une ou l'autre des voies d'un amplificateur différentiel classique.

Un transformateur dans le circuit de l'émetteur (adaptation d'impédance) transmet le signal aux deux entrées du commutateur (COM), qui est ici un chopper à transistor AIRPAX 6015.

Le galvanomètre, shunté par un condensateur de grande capacité est branché entre le point milieu du transformateur et la masse. Le commutateur relie alors, en synchronisme avec les signaux rectangulaires reçus par le système (SY), l'une ou l'autre des extrémités de cet enroulement à la masse. Ainsi l'instrument de mesure compare les signaux semi-périodiques de la détection (comme sur la figure 49).

CONCLUSION

Le simulateur Doppler à ferrite réalisé d'après notre principe est bien adapté à son but et soutient bien la comparaison avec les autres simulateurs de conceptions différentes. Utilisé, par exemple pour l'étalonnage précis de Radars équipés pour la mesure des vitesses par effet Doppler, il a surtout l'avantage de pouvoir simuler des vitesses aussi faibles qu'on le désire, ce qui n'était pas le cas pour les méthodes antérieures.

En particulier, nous avons décrit au paragr. 3.2. la façon usuelle de procéder. Elle consiste à moduler l'amplitude de l'onde UHF et à n'utiliser qu'une seule bande latérale. Nous avons montré alors que ce dispositif ne permettait pas la simulation des vitesses faibles.

Un autre avantage de notre système est la faible puissance de contrôle nécessaire pour moduler en phase les faisceaux de Radar, même très puissants.

La précision de cette simulation est liée à la détermination exacte de la fréquence et de l'intensité du champ de modulation. La fréquence de répétition est déterminée par le dispositif de synchronisation du modulateur, dont la fréquence peut être mesurée et stabilisée par un grand nombre de méthodes classiques.

En ce qui concerne la mesure plus difficile de l'intensité exacte du champ de modulation (particulièrement dans le cas d'une modulation en "dents de scie") la formule (44) nous permet de tourner la difficulté.

Dans cette équation :

$$v_{cible} = \lambda/4 \; f_{rep} \; N$$

le facteur N (nombre de π par dents de scie) permet de mesurer indirectement l'intensité du champ modulateur dans la bobine d'excitation.

En effet, pour chaque valeur entière et impaire de N on peut obtenir dans un montage secondaire, semblable à celui de la figure 23, un effacement complet de l'onde. Ainsi il est possible d'établir une échelle, qui fournit une très bonne précision pour la détermination de ce facteur et permet de trouver toute valeur intermédiaire par simple interpolation. De ce fait N traduit directement la valeur du champ et, pour une fréquence de répétition constante, donne directement la vitesse simulée de la cible.

Comme, en fait, c'est le radar lui-même qui constitue la source UHF, la troisième grandeur λ , est connue avec la haute précision caractéristique des systèmes de radar.

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale, où :

$v_{cible} = \lambda/4\ \Theta_{max}\ \Omega \cos \delta$, la précision obtenue dépend au premier chef du facteur de phase entre modulation et impulsions radar, cos δ . La connaissance précise de ce facteur nécessite un soin particulier.

Par contre, la détermination de Θ_{max} peut être ici réalisée par mesure directe du courant dans la bobine de modulation. Ceci est possible, si une relation linéaire entre intensité du courant , c'est-à-dire intensité du champ, et déphasage est assurée. Nous avons réalisé cette condition, du moins pour le 1er et 3ème quart de la période de modulation, grâce au procédé de "relaxation" par impulsions (4.2.)

La pulsation , Ω , est donnée avec la même précision que la fréquence de synchronisation, et la longueur d'onde, λ , est celle du radar, comme dans le cas de la modulation en dents de scie.

Dans les deux cas, une simulation de l'effet Doppler pour des vitesses de cibles comprises entre 0 et 4 000 km/h est réalisable, avec une précision meilleure que $\pm 10^{-3}$

En ce qui concerne l'emploi du simulateur Doppler à ferrite dans une méthode des plages utilisée pour la détermination de la vitesse de propagation d'ondes électromagnétiques, une précision métrologique doit être atteinte, si l'on veut employer un tel appareil dans la mesure exacte de cette grandeur fondamentale.

En effet, la vitesse de la lumière n'est connue qu'avec une précision de l'ordre $\pm 10^{-6}$. Il y aurait donc grand intérêt à porter au-delà la précision dans la connaissance de c.

Avec son premier interféromètre, FROOME avait pu réaliser une précision de l'ordre $\pm 6 \times 10^{-6}$. Il pouvait atteindre $\pm 10^{-6}$ avec son montage symétrique et grâce à une fréquence de travail plus élevée. Il a donc égalé les résultats obtenus avec les méthodes optiques.

En examinant les différentes causes d'erreurs dans le tableau donné par FROOME :

		erreurs
a)	réflexions parasites et diffraction résiduelle	$\pm 6,5 \cdot 10^{-7}$
b)	mesure de longueur	$\pm 3 \cdot 10^{-7}$
c)	teneur en vapeur d'eau	$\pm 2 \cdot 10^{-7}$
d)	données sur l'indice de réfraction, température, air, pression	$\pm 2,7 \cdot 10^{-7}$

on voit pourquoi nous avons cherché à diminuer deux sources d'erreurs importantes : celle qui se trouve introduite par le pointage direct des minima d'ondes stationnaires, et celle qui résulte des réflexions parasites.

Réalisée dans les mêmes conditions que la première méthode de détermination de FROOME, c'est-à-dire avec un appareillage comme celui qui a été mis à sa disposition, l'emploi de notre méthode de plages doit permettre d'atteindre une précision meilleure que $\pm 10^{-6}$, en gardant à l'interféromètre toute sa simplicité. L'erreur de mesure due au pointage direct qui est encore de l'ordre de $\pm 3 \times 10^{-7}$ chez FROOME pourrait être réduite à $\pm 10^{-7}$, c'est-à-dire à la limite de réalisation possible de systèmes mécaniques à déplacement contrôlé.

Parallèlement l'élimination automatique de toutes les réflexions non modulées dans la présente méthode et l'emploi maintenant possible de panneaux antiréfléchissants (à l'oxyde de fer par exemple), doivent permettre de diminuer également les erreurs en a). On peut espérer réduire les erreurs dues aux réflexions parasites à une valeur inférieure à $\pm 8 \times 10^{-8}$, malgré l'utilisation d'une fréquence de travail plus basse que dans la méthode originale de FROOME.

Le dispositif peut aussi servir à une mesure très précise de la permittivité de matériaux ou de plasmas introduits entre les deux cornets. Enfin on l'emploiera utilement pour une méthode de mesure précise des courtes distances.

La disponibilité sur le marché de sources UHF ultra-stables et à très haute définition permet, en effet, d'envisager la réalisation économique d'un ensemble de mesure de cette sorte.

Grâce à la haute précision ($\pm 10^{-12}$) avec laquelle on mesure et stabilise les fréquences UHF, la distance de déplacement du réflecteur est connue au même degré métrologique que la longueur d'onde à déterminer.

Une construction d'un interféromètre de FROOME, équipé du système de plages à la base de notre simulateur DOPPLER, pourrait théoriquement donner une précision dans la mesure des distances meilleure que $\pm 10^{-6}$. En faisant de larges économies dans l'équipement secondaire il est possible d'obtenir aisément une précision totale de l'ordre de $\pm 10^{-5}$.

APPENDICE

1. UNE DEUXIEME METHODE D'ADAPTATION

Nous avons réalisé une deuxième méthode d'adaptation du simulateur DOPPLER à l'interféromètre de FROOME suivant le schéma de la figure 56.

Le simulateur DOPPLER se trouve maintenant du côté de l'émetteur dans un bras court-circuité par le piston (P). Placé de cette manière, il n'agit plus sur l'énergie incidente comme modulateur de phase mais comme modulateur d'amplitude.

Une partie de cette onde modulée pénètre par l'intermédiaire d'un coupleur directif dans le bras de détection. L'autre partie se divise dans un Té-magique et va d'une part vers le réflecteur et d'autre part vers une charge adaptée. L'onde réfléchie, après une nouvelle division dans le Té, se combine dans le bras de détection à l'onde partielle venant du coupleur.

L'onde stationnaire qui en résulte, est modulée en amplitude.

Le système de plages est réalisé par une double détection de cette modulation grâce à deux sondes identiques montées côte à côte suivant la ligne médiane du guide UHF. Leur écart doit être égale à:

$$D = (2n-1)\ \lambda_g/4 \qquad n = 1, 2, 3 \ldots,$$

car on sait que dans un système d'ondes stationnaires, entre deux points, séparés par une telle distance existe un déphasage de $(2n-1)\ \pi$.

Un déplacement du réflecteur fait alors varier l'amplitude de ces deux signaux de détection dans des sens opposés.

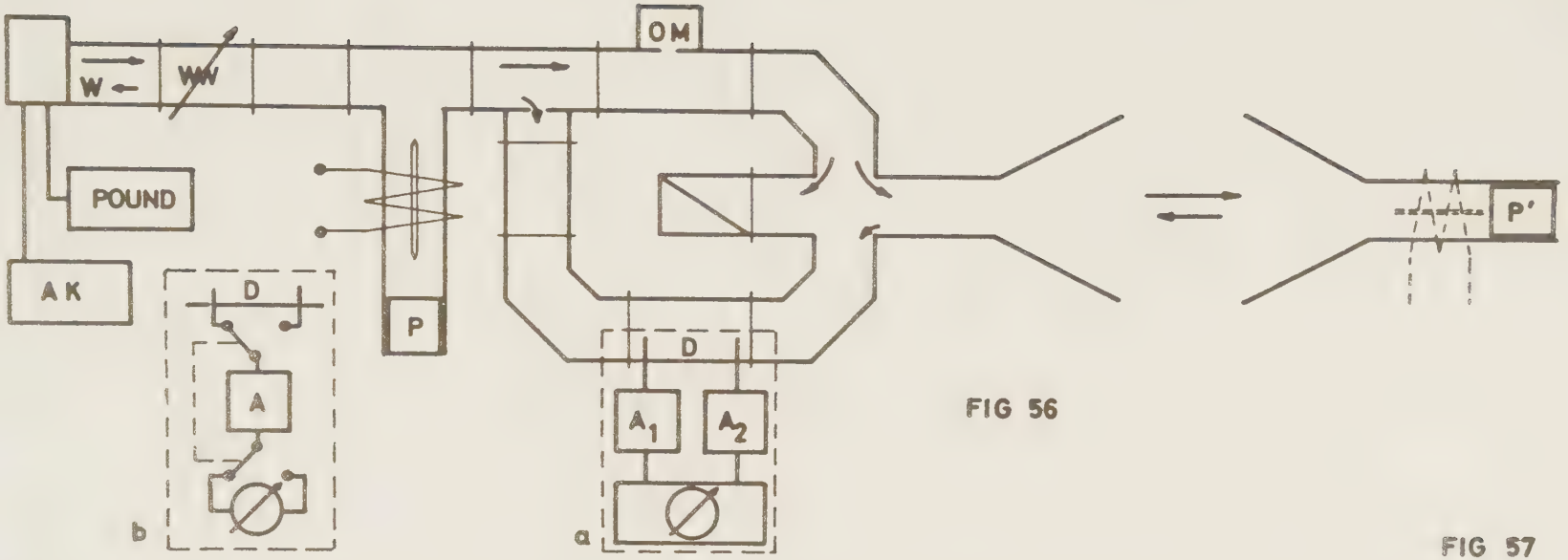
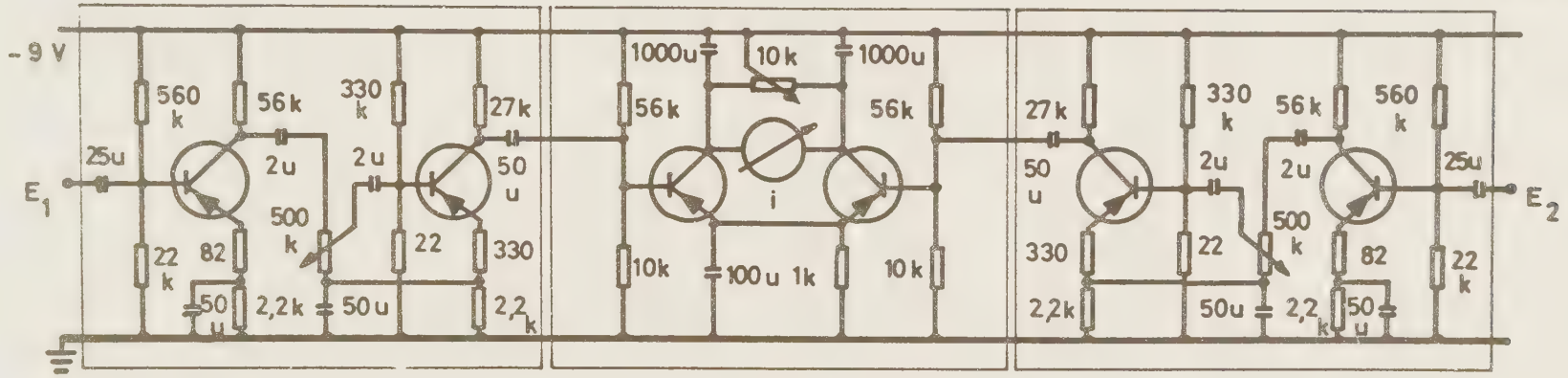

OM
W
WW
POUND
AK
D
A
P
P'
D
A1
A2
b
a

FIG 56

FIG 57


-9 V
560 k
56k
330 k
27k
25u
2u
2u
50 u
E1
500 k
22 k
82
22
330
50 u
2,2k
50 u
2,2k
1000u
10 k
1000u
56k
56k
i
10k
100u
1k
10k
27k
330 k
56k
560 k
50 u
2u
2u
25u
E2
330
22
500 k
82
22 k
2,2k
50u
2,2k
50 u

Dans la version 56a, ces deux signaux sont amplifiés par deux amplificateurs identiques A_1 et A_2 et comparés simultanément dans l'instrument de mesure.

Grâce à la modulation BF, des amplificateurs à faible bande passante peuvent être utilisés. Le schéma détaillé de l'installation expérimentale est représenté sur la figure 57.

On obtient un passage à zéro chaque fois que les sondes détectrices se trouvent équidistantes d'un maxima ou d'un minima de l'onde stationnaire, c'est-à-dire en position 2 de la figure 58 a. Corrélativement, les déviations maximales de l'instrument sont obtenues en position 1.

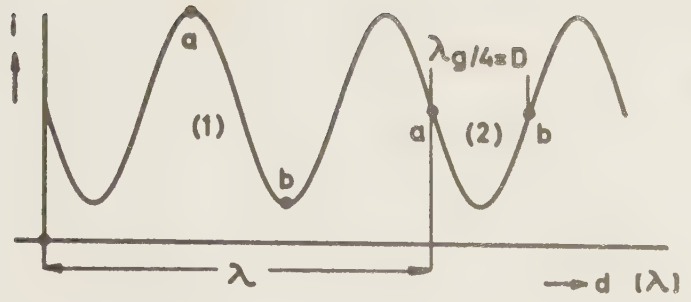
En principe, l'onde réfléchie n'est pas modulée dans le réflecteur pendant la mesure. Mais, pour ne pas perdre une des caractéristiques avantageuses de la première méthode d'adaptation , une faible modulation de phase, servant à identifier l'énergie réfléchie en provenance du réflecteur, peut être appliquée.

Le simulateur DOPPLER à ferrite, utilisé comme modulateur d'amplitude peut être soit du type classique, soit à champ rémanent. En réglant le piston de court-circuit (P) et la valeur de déphasage, on peut réaliser pratiquement une profondeur de modulation de 100%.

Sur la figure 58b sont représentés les courants de détection correspondant aux différents cas. On remarque que tous les courants de détection sont en phase.

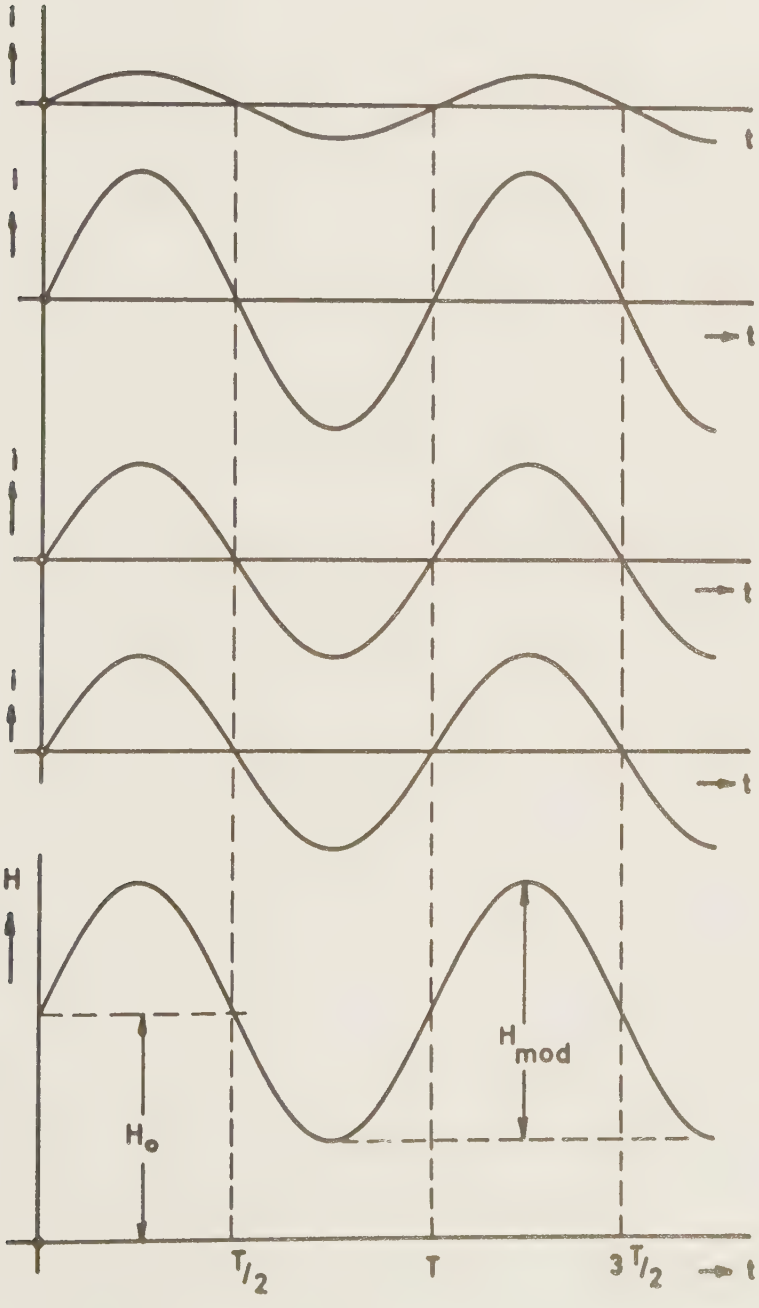
Il est évident que la précision de cette méthode dépend en grande partie de la parfaite symétrie du système de détection. Comme il est très difficile de construire deux amplificateurs absolument identique, on est conduit à s'inspirer des méthodes décrites dans le chapitre 5.

C'est la version de la figure 56b, qui utilise deux commutateurs synchronisés : le premier commutateur relie l'une ou l'autre sonde détectrice à un amplificateur (A) dont la sortie est reliée par le deuxième commutateur à l'une ou l'autre entrée symétrique.



onde stationnaire

FIG 58a



(1) $a - b = \pm I_{max}$

(2) $a - b = 0$

modulation d'amplitude par simulateur DOPPLER

FIG 58b

BIBLIOGRAPHIE

(1) F. REGGIA and E.G. SPENCER
"A new technique in ferrite phase shifting for beam scanning of microwave antennas".
Proc. I.R.E., vol. 45 p.p. 1510-1517. Nov. 1957

(2) B. LAX, K.J. BUTTON and L.M. ROTH
"Ferrite phase shifters in rectangular waveguide"
J. Appl. Phys., vol. 25, p.p. 1413-1421. Nov. 1954

(3) F. REGGIA, E.G. SPENCER, R.D. HATCHER and J.E. TOMPKINS
"Ferrod radiator systems"
I.R.E. 1956 - Convention Record p.p. 213-224

(4) A.C. BROWN, R.S. COLE and W.N. HONEYMAN
"Some applications of ferrites to microwave switches, phasers and isolators"
Proc. I.R.E., vol. 46 p.p. 722-727 - Apr. 1958

(5) P.A. RIZZI and B. GATLIN
"Rectangular guide ferrite phase shifters employing longitudinal magnetic fields"
Proc. I.R.E., vol. 47 p.p. 1130-1137 - Jun. 1959

(6) K.J. BUTTON, B. LAX
"Perturbation theory of the reciprocal ferrite phase shifter".
I.E.E. June 1961

(7) J.A. WEISS
"A phenomenological theory of the REGGIA-SPENCER phase shifter"
Proc. I.R.E., vol. 47 p.p. 1130-1137 - June 1959

(8) D. BUSH
"Contribution to discussion on microwave apparatus"
Proc. I.E.E. 1957 - 1043 - Suppl. 6, p. 368

(9) D. POLDER
"On the theory of ferromagnetic résonance"
Phil. Mag., vol. 40, p.p. 99-115 - Jan. 1949

(10) W. von AULOCK, I.H. ROWEN
"measurements of dielectric and magnetic properties of ferromagnetic materials at microwave frequencies"
Bell. Sys. Tech. J., vol. 36, p.p. 427-448 - Mar. 1957

(11) SEIDEL
(voir référence 7)

(12) A. CLAVIN
"Reciprocal ferrite phase shifters in rectangular wave-guide"
I.R.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques , vol. MTT-6, p. 334 - Jul. 1958

(13) A. CLAVIN
"Reciprocal ferrite phase shifters on higher order mods"
I.R.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques , p. 254 - Mar. 1960

(14) P. GRIVET
"Mesures physiques basées sur des techniques radioélectriques"
Rev. Gen. de l'Electricité, tome 67 , p.p. 285 - 300
Mai 1958

(15) E. BERGSTRAND
"A determination of the velocity of light"

Arkiv för Fysik , tome 2 , n° 2 p.p. 119-150 - 1950

(16) K.D. FROOME
"Determination of the velocity of short electromagnetic waves by interferometer"

Proc. Roy. Soc. London
Ser. A, tome 213 - p.p. 123-141 - Jun. 1952

et "Investigation of a new form of microwave interferometer for determining the velocity of electromagnetic waves"

Proc. Roy. Soc. London
Ser. A. tome 223 , p.p. 195-215 - Avr. 1954

(17) MICHELSON
Astrophys. J. 65, 1 (1927)

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique sous la direction de Monsieur le Professeur GRIVET dont les conseils et les critiques m'ont été extrêmement bénéfiques. Je lui suis profondément reconnaissant d'avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur A. SEPTIER qui m'a encouragé dans mes recherches.

Je suis très reconnaissant à Monsieur VAUTIER du C.N.R.S. Bellevue, de m'avoir fourni dans les plus brefs délais des échantillons de ferrite, nécessaires pour mes travaux.

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique et le Gouvernement Allemand pour l'aide qu'ils m'ont apportée pour la réalisation de cette thèse.

Mes remerciements vont également au Secrétariat qui a bien voulu se charger de la frappe de ce manuscrit.

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS

9, QUAI SAINT BERNARD - PARIS V^e^

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3^e^ Cycle

TÉLÉPHONE 336-25-25 - P

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : DOCTEUR-INGENIEUR

THESE DE :

Nom : THAUFELDER

Prénoms : Heinz

Né (e) le 17 Janvier 1927 à HEINERSTEUTH Dép^t^ Allemagne

SUJETS

1ère THESE : " Un simulateur Doppler U.H.F. à ferrite : son emploi dans une méthode métrologique des plages ."

2e THESE (Propositions faites par la Faculté) :
" Effet Tunnel Supraconducteur."

Vu et approuvé
Paris, le 3 Mai 1968
Le Doyen de la Faculté
des Sciences de Paris

L. Gauthier

Vu et permis d'imprimer
Paris, le
Le Recteur de l'Académie
de Paris

Fac. Sc. 65-16